

PERIODICAL ROOM
GENERAL LIBRARY
UNIV. OF MICH.

ANNALEN DER PHYSIK

GEGRÜNDET 1799 DURCH F. A. C. GREN
UND FORTGEFÜHRT DURCH L. W. GILBERT,
J. C. POGGENDORFF, G. u. E. WIEDEMANN,
P. DRUDE

VIERTE FOLGE
BAND 80 HEFT 8
DER GANZEN REIHE 385. BANDES 8. HEFT

KURATORIUM:
M. PLANCK, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT
HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK



L E I P Z I G

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und der Verlagsbuchhandlung entgegengenommen. Im Jahre 1926 erscheinen die Bände 79, 80 und 81 à 8 Hefte. Der Abonnementspreis beträgt pro Band Rm. 20.— zuzüglich Rm. —.80 für Porto bei direkter Zusendung für das Inland und Rm. 1.60 für das Ausland.

Redaktionsschluß am 21. August 1926.

Inhalt

| | Seite |
|--|-------|
| 1. Robert Stadler. Über die Phosphoreszenzerregung durch mittelschnelle Kathodenstrahlen | 741 |
| 2. G. Hoffmann. Registrierbeobachtungen der Höhenstrahlung im Meeresniveau | 779 |
| 3. A. Magnus und A. Hodler. Messungen der spezifischen Wärme des Silbers und des Diamanten im Gebiete hoher Temperaturen | 808 |
| 4. T. Engset. Die Bahnen und die Lichtstrahlung der Wasserstoffelektronen | 823 |

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: **München, Kolberger Straße 16.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft können die Annalen zu einem Vorzugspreis beziehen.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzeichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortgeschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

Q
g
n
d
in
P
s
F
U
h
d

su
F
Z
E
d
di
D
a
P
—

ge

di
str

ANNALEN DER PHYSIK

VIERTE FOLGE. BAND 80

1. *Über die Phosphoreszenzerregung durch mittelschnelle Kathodenstrahlen;* *von Robert Stadler*

(Aus dem Radiolog. Institut der Univ. Heidelberg ¹⁾)

Durch Kathodenstrahlen erregte Phosphoreszenz war Gegenstand vieler Untersuchungen; doch konnten dieselben zu quantitativem Erfassen und tieferem Eindringen in die Vorgänge während der Bestrahlung nicht dienen, da sie meist an nicht wohldefinierten Stoffen vorgenommen wurden, wobei dann das Wesentlichste übersehen wurde. Anders war dies in den Arbeiten Hrn. Lenards über die reinen Erdalkaliphosphore, wo von Anfang an neben Licht auch Kathodenstrahlen zur Erregung verwendet wurden. Doch wurde die Phosphoreszenzerregung durch Licht in sehr viel weiterem Umfange untersucht, so daß dieses Gebiet in vielen Einzelheiten quantitativ erforscht ist, während über die Erregung durch Kathodenstrahlen verhältnismäßig wenig bekannt ist.²⁾

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist eine nähere Untersuchung der Phosphoreszenzerregung durch mittelschnelle Kathodenstrahlen. Sie befaßt sich zunächst mit der spektralen Zusammensetzung der Emission der Phosphore unter dem Einflusse der Kathodenstrahlen. Danach wird die Erregung durch Kathodenstrahlen quantitativ verfolgt, und es werden die Vorgänge während der Bestrahlung näher untersucht. Dies führte zum Verständnis des schon seit 1910 bekannten, aber noch nicht erklärten Ultraviolett- (*u*-) Prozesses der Phosphore.

1) Gekürzte Dissertation, der Heidelberger Nat.-Math. Fakultät vorgelegt am 27. Oktober 1925.

2) Am meisten vorbereitet war die gegenwärtige Untersuchung durch die Beobachtungen „über Lichtsummen“ bei Erregung mit Kathodenstrahlen; P. Lenard, *Heidelb.*, Verlag Winter, S. 25ff. 1912.



ANNALEN DER PHYSIK

VIERTE FOLGE. BAND 80

1. *Über die Phosphoreszenzerregung durch mittelschnelle Kathodenstrahlen;*

von Robert Stadler

(Aus dem Radiolog. Institut der Univ. Heidelberg ¹⁾)

Durch Kathodenstrahlen erregte Phosphoreszenz war Gegenstand vieler Untersuchungen; doch konnten dieselben zu quantitativem Erfassen und tieferem Eindringen in die Vorgänge während der Bestrahlung nicht dienen, da sie meist an nicht wohldefinierten Stoffen vorgenommen wurden, wobei dann das Wesentlichste übersehen wurde. Anders war dies in den Arbeiten Hrn. Lenards über die reinen Erdalkaliphosphore, wo von Anfang an neben Licht auch Kathodenstrahlen zur Erregung verwendet wurden. Doch wurde die Phosphoreszenzerregung durch Licht in sehr viel weiterem Umfange untersucht, so daß dieses Gebiet in vielen Einzelheiten quantitativ erforscht ist, während über die Erregung durch Kathodenstrahlen verhältnismäßig wenig bekannt ist.²⁾

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist eine nähere Untersuchung der Phosphoreszenzerregung durch mittelschnelle Kathodenstrahlen. Sie befaßt sich zunächst mit der spektralen Zusammensetzung der Emission der Phosphore unter dem Einflusse der Kathodenstrahlen. Danach wird die Erregung durch Kathodenstrahlen quantitativ verfolgt, und es werden die Vorgänge während der Bestrahlung näher untersucht. Dies führte zum Verständnis des schon seit 1910 bekannten, aber noch nicht erklärten Ultraviolett- (u-) Prozesses der Phosphore.

1) Gekürzte Dissertation, der Heidelberger Nat.-Math. Fakultät vorgelegt am 27. Oktober 1925.

2) Am meisten vorbereitet war die gegenwärtige Untersuchung durch die Beobachtungen „über Lichtsummen“ bei Erregung mit Kathodenstrahlen; P. Lenard, Heidelb., Verlag Winter, S. 25ff. 1912.

I. Vergleich der Emission von Phosphoren bei Erregung mit Licht und mit Kathodenstrahlen. Besonderes Verhalten der Kältebanden

1. Apparat

Zur Erzeugung der Kathodenstrahlen diente eine Glühkathodenröhre¹⁾ mit Al-Fenster, die durch eine Diffusionspumpe mit vorgeschalteter rotierender Gaedepumpe evakuiert wurde. Strom und Spannung lieferte ein mit unterbrochenem Gleichstrom betriebener Induktor. Die Unterbrechung besorgte ein rotierender mechanischer Unterbrecher. Die Spannung wurde mit Hilfe einer an die Röhre angeschlossenen geeichten Funkenstrecke kontrolliert. Sie betrug meist 35 000 Volt.

Der Phosphor befand sich auf einer verstellbaren Unterlage in $\frac{1}{2}$ —1 cm Abstand vom Al-Fenster so, daß er in horizontaler Richtung beobachtet und vergleichsweise auch mit dem Lichte einer Eisenbogen- oder Hg-Lampe erregt werden konnte.

2. Beobachtung und Vergleich der Emission der Phosphore bei Erregung mit Kathodenstrahlen und mit Licht²⁾

Die Gesamtfarbe des Leuchtens der Phosphore während der Bestrahlung mit Kathodenstrahlen ist fast durchweg mehr oder weniger stark verschieden von der bei der Erregung mit nicht zu kurzwelligem Licht zu beobachtenden. Es rührt dies davon her, daß Kathodenstrahlen, wie schon längst bekannt ist³⁾, und im einzelnen aus dem folgenden sich ergibt, die Banden in anderen relativen Intensitäten erregen. Nach der Erregung mit Kathodenstrahlen ändert sich die Intensität des Leuchtens nicht so plötzlich wie nach Erregung mit relativ langwelligem Licht, sondern zwischen das äußerst schnelle Abklingen des *m*-Prozesses und das langsame des *d*-Prozesses schiebt sich noch ein Abklingungsvorgang von unter Umständen sehr gut merkbarer Dauer ein, wie er auch bei Erregung mit sehr kurzwelligem Licht beobachtet wird. Dieser Prozeß wurde von Hrn. Lenard bei seiner Auffindung *u*-Prozeß genannt.⁴⁾ Auf

1) O. Eisenhut, Heidelb. Diss. 1921.

2) Dazu standen hauptsächlich Präparate aus einer Arbeit Hrn. Lenards zur Verfügung (P. Lenard u. V. Klatt, Ann. d. Phys. 15. 1904).

3) P. Lenard u. V. Klatt, Ann. d. Phys. 15. S. 476. 1904.

4) P. Lenard, Heidelb. Akad. A 3. 1909; Ann. d. Phys. 31. S. 646. 1910.

die Gleichheit und das Wesen des kurzdauernden Leuchtens bei Erregung mit Kathodenstrahlen und mit kurzwelligem Licht wird weiter unten näher eingegangen. Kurze Zeit nach der Erregung ist das *d*-Leuchten allein noch übrig.

Die Beobachtung der spektralen Verteilung der Emission der Phosphore bei Erregung mit Kathodenstrahlen ergab keine neuen Banden. Die Lage der Banden ist dieselbe wie bei Erregung mit Licht.

Die Tab. 1 zeigt die gute Übereinstimmung der Lage der Bandenmaxima bei beiden Erregungsarten. Es wurde dabei bei gewöhnlicher Temperatur beobachtet. Der Vergleich der Emission der Phosphore bei Erregung mit Licht und mit Kathodenstrahlen wurde auch bei verschiedenen Temperaturen für eine Reihe von Phosphoren durchgeführt.¹⁾ Zur

Tabelle 1

Vergleich der Lage der Bandenmaxima bei Erregung mit Licht und mit Kathodenstrahlen

| Bande | Licht (Lenard) | Kathod. Strahlen |
|------------|----------------|------------------|
| CaCu | | |
| γ | 620 $\mu\mu$ | 617 $\mu\mu$ |
| α | 515 " | 518 " |
| β | 425 " | 424 " |
| CaPb | | |
| γ | 600 $\mu\mu$ | 600 $\mu\mu$ |
| α | 540 " | 532 " |
| β | 420 " | 422 " |
| CaMn | | |
| α | 600 $\mu\mu$ | 600 $\mu\mu$ |
| β | 530 " | 525 " |
| γ | 480 " | 480 " |
| CaNi | | |
| α | 640 $\mu\mu$ | 635 $\mu\mu$ |
| β | 570 " | 575 " |
| γ_1 | 520 " | 505 " |
| γ_2 | 425 " | 420 " |
| CaBi | | |
| γ | 600 $\mu\mu$ | 598 $\mu\mu$ |
| β | 520 " | 515 " |
| α | 445 " | 440 " |

1) Zum Vergleich mit der Erregung durch Licht dienten die ausführlichen Angaben von P. Lenard u. V. Klatt, Ann. d. Phys. 15. 1904.

Untersuchung des Leuchtens bei höherer Temperatur befand sich der Phosphor auf einem Heizblech, das durch Schmelzen von Stoffen mit bekanntem Schmelzpunkte geeicht war. Für die Beobachtung bei tiefer Temperatur befand sich der Phosphor auf einem Al-Block, der in einer Glasröhre stand, die an die Kathodenstrahlröhre angekittet war. Von unten war die Glasröhre mit geeigneten Kühlmitteln — feste Kohlensäure und Alkohol, flüssige Luft — in Berührung gebracht. Durch die Glasröhre hindurch konnte der Phosphor beobachtet werden.

3. Zusammenfassung und Vergleich der Emission der Phosphore bei Erregung mit Licht und mit Kathodenstrahlen

Die Beobachtungen der Emission von Phosphoren bei der Bestrahlung mit Kathodenstrahlen bestätigen im wesentlichen die von den Herren Lenard und Klatt zusammengefaßten Angaben¹⁾, die wir hier unter 1—4 aufzählen, zeigen aber außerdem die unter 5 zu behandelnde neue Besonderheit dieser Erregungsart.

1. Der Einfluß des Zusatzes auf die Gesamtfarbe des Nachleuchtens ist bei Licht und bei Kathodenstrahlen derselbe.

2. Kathodenstrahlen genügender Intensität lassen alle Banden, die der Phosphor überhaupt zu emittieren fähig ist, während der Erregung erscheinen.²⁾ Neue Banden treten nicht auf. Die relativen Intensitäten der Banden sind andere als bei Erregung mit Licht, daher auch der oft andere Farbton bei Erregung mit Kathodenstrahlen. Doch ragt die Bande, die durch die Herstellungsweise für die Erregung mit Licht besonders ausgebildet ist, auch bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen unter den anderen Banden hervor.

3. Die Lage der Banden ist bei beiden Erregungsarten dieselbe.

4. Das Temperaturverhalten der Dauer- und Hitzebanden ist ebenfalls das gleiche.

5. Als neu wurde Aufspeicherung von Kältebanden durch Kathodenstrahlen bei gewöhnlicher Temperatur gefunden,

1) P. Lenard u. V. Klatt, Ann. d. Phys. 15. S. 476. 1904.

2) Dies ist nicht von Einfluß auf das Endergebnis der Arbeit der Hrn. Lenard und W. Hausser (Heidelb. Akad. A 12. 1912), da das Leuchten selbst spurenweise vorhandener *d*-Zentren durch Kathodenstrahlen leicht zu merklicher Intensität gebracht werden kann infolge des *u*-Prozesses (siehe später).

z. B. $\text{CaBi}\gamma$, $\text{CaNi}\beta$, $\text{CaMn}\beta$, $\text{BaCu}\alpha$, wobei unter Kältebande eine solche verstanden ist, deren oberer m -Zustand unter oder bei Zimmertemperatur erreicht ist. Es liegt hier der eigenartige Fall vor, daß Zentren, bei welchen die infolge der thermischen Bewegung vorhandene Nähewirkung ein auch nur sehr kurzes Festhalten des durch lichtelektrischen Effekt entwichenen Elektrons unmöglich macht, bei Erregung mit Kathodenstrahlen noch aufspeichern können.

Da bei den genannten Kältebanden, wenn der Phosphor bei Zimmertemperatur mit Kathodenstrahlen bestrahlt wird, das sichtbare Nachleuchten schnell verschwindet, Aufspeicherung aber sehr gut stattgefunden hat, so befinden sie sich für Kathodenstrahlenerregung in einem Zustande, der dem unteren m -Zustand für Licht entspricht. Bei tiefer Temperatur zeigen diese Banden gleiches Verhalten für Licht und für Kathodenstrahlen.

Im Anschluß an die gefundene Aufspeicherung von Kältebanden durch Kathodenstrahlen bei gewöhnlicher Temperatur wurde, um näheren Aufschluß zu bekommen über das Wesentliche bei dieser Erscheinung, danach gesucht, ob sie sich nicht auch bei Bestrahlung mit Licht von geeigneter Wellenlänge zeige.

Bei der Erregung mit Licht der Wellenlänge λ verläßt das Elektron das Metallatom mit einer dem Lichtquant proportionalen Geschwindigkeit, abgesehen von Abtrennungsarbeit. Bei der bekannten Lage der Erregungsverteilungen im Spektrum beträgt diese gewöhnlich nur einige Volt. Da bei Erregung mit Kathodenstrahlen von ein Drittel Lichtgeschwindigkeit wesentlich größere Geschwindigkeiten der ausgelösten Elektronen auftreten können, bis über 16 Volt¹⁾, wurde vermutet, daß dadurch die Aufspeicherung der Kältebanden durch Kathodenstrahlen ermöglicht werde. Wollte man also die gleiche Erscheinung bei Lichterregung beobachten, so war es naheliegend, sehr kurze Wellen zu verwenden. Dazu diente Zn- und Al-Funkenlicht von großer Intensität. Der Phosphor befand sich in nächster Nähe des kräftigen Funkens, in einer Entfernung von 5—8 mm. In der Tat zeigten auch bei dieser Erregung die Kältebanden Aufspeicherung bei gewöhnlicher Temperatur. Zur guten Er-

1) P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Heidelberg. 1925. Neuherausgabe.

regung hauptsächlich von $\text{CaBi}\gamma$ waren im Vergleich zu der von $\text{CaBi}\alpha$ große Zeiten erforderlich, wahrscheinlich wohl, weil die Aufspeicherung bewirkenden Wellenlängen selbst von der Luftschicht von nur 5 mm Dicke zwischen Funken und Phosphor schon stark absorbiert wurden. Durch diese Versuche und diejenigen mit Kathodenstrahlen scheint es wohl erwiesen, daß eine große Geschwindigkeit des entweichenden Elektrons wesentlich für die Aufspeicherung der Kältebanden bei Zimmertemperatur ist.

Dieselbe Aufspeicherungserscheinung fand Hr. Rupp¹⁾ bei Anwendung der größeren Lichtquantenenergien der Hochfrequenzstrahlen zur Erregung der Phosphore. Es wurde dabei gezeigt, daß die Phosphoreszenzerregung durch diese Strahlen über den Weg der lichtelektrisch ausgelösten Kathodenstrahlen hoher Geschwindigkeit vor sich geht. Diese Elektronen können ersichtlich auch ihrerseits schnelle Elektronen auslösen, so daß auch aus diesen Versuchen die hohe Anfangsgeschwindigkeit des vom Metallatom entweichenden Elektrons notwendig erscheint zur beschriebenen Aufspeicherung von Kältebanden.

Zugleich ist zu schließen, daß der Aufspeichervorgang der Kältebanden bei Erregung mit Kathodenstrahlen und mit Lichtwellen von großem $h\nu$ -Wert ein etwas anderer sein muß als bei Licht von einem relativ langwelligen d -Maximum. Die Aufspeicherung des Elektrons könnte in den erstgenannten Fällen vielleicht an einer weiter vom Metallatom entfernten Stelle und daher etwa mit größerer Bindungsfestigkeit erfolgen; jedenfalls ist das Elektron der Abtrennung durch die Wärmebewegung weniger zugänglich.

Die Tatsache der möglichen Aufspeicherung von Banden im oberen m -Zustand beweist, daß die Zentren einer Bande in diesem Zustande nicht immer zerfallen sind, was z. B. für $\text{CaBi}\gamma$ bei 18°C auch nach chemischer Erfahrung schwer einzusehen wäre. Sie haben nur ihre Aufspeicherungsfähigkeit für relativ langwelliges Licht verloren.

Das Momentanleuchten bei Erregung mit Kathodenstrahlen zeigt dasselbe Verhalten wie bei Erregung mit Licht; es bleibt von tiefsten bis zu denjenigen hohen Temperaturen bestehen, bei welchen alle Phosphoreszenzfähigkeit verschwindet

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. 75. S. 369. 1924.

(obere Grenztemperatur, bei den Sulfidphosphoren meist nahe der Rotglut). Es ist anzunehmen, daß die letzten m -Zentren aller Banden eines Präparates bei nahe derselben Temperatur zerfallen.

II. Quantitative Untersuchung der Phosphoreszenzerregung durch mittelsechnelle Kathodenstrahlen. Näheres über die Vorgänge während der Bestrahlung

Schon frühe hatte sich gezeigt, daß Licht neben Erregung des Leuchtens der Phosphore auch Auslöschung schon vorhandenen Phosphoreszenzlichtes bewirken kann.

Das Endresultat dabei ist der völlig unerregte Zustand des Phosphors, wie er auch durch Hitze austreiben erreicht wird.

Es war naheliegend, zu untersuchen, ob auch den Kathodenstrahlen neben Erregung Auslöschung des Phosphorlichtes zukommt. Beachtet man, daß selbst Licht einer d -Erregungsstelle keine maximale, also keine auslöschungsfreie Erregung ergibt, so war es unwahrscheinlich, daß Kathodenstrahlen mit so vielen Nebenerscheinungen auslöschungsfrei erregen sollten.

Das Maß für den Grad der Erregung der d -Zentren bildet deren Lichtsumme, die bei geeigneter Einheit die unter Lichtemission zurückkehrenden Elektronen direkt zählt. Die Prüfung der Frage der auslöschungsfreien Erregung der Phosphore durch Kathodenstrahlen konnte am einfachsten geschehen durch Messung der vollen Kathodenstrahllichtsumme L_k und deren Vergleich mit der vollen Lichtsumme L_A bei Erregung mit Licht, deren Verhältnis zur maximalen Lichtsumme L_a anderweitig bekannt ist.

1. Herstellung der Phosphorschicht, Erregung und Messung der Lichtsumme

Als Unterlage für die Schichten wurde zuerst Deckglas, später meist Glimmer verwendet. Die Herstellung der dünnen Phosphorschichten geschah nach einem von Hrn. Rupp angegebenen Verfahren.¹⁾ Damit konnten leicht lochfreie und sehr homogene Schichten erhalten werden. Die Korndurchmesser lagen zwischen $\frac{1}{1000}$ bis $\frac{5}{1000}$ mm.²⁾

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. 72. 1923.

2) Nach Messungen von P. Lenard („Lichtsummen“, Heidelb. Akad. 1912. S. 35) werden 0,005 mm durch Kathodenstrahlen von ein Drittel Lichtgeschwindigkeit noch voll durcherregt.

Die Unterlage mit der Schicht, deren Größe höchstens 1 cm^2 betrug, wurde an den Rändern von 2 Federn leicht auf das Heizblech angedrückt. Die Phosphorschicht befand sich in etwa 1 cm Abstand vom Fenster und war gegen die Horizontale um 45° geneigt. Die Kathodenstrahlröhre stand vertikal.

Die Erregung durch Licht erfolgte mit Hilfe einer Hg-Lampe, deren Strahlen auf die Phosphorfläche durch Quarz- oder Glaslinsen gleichmäßig gesammelt wurden, nachdem sie zweckmäßige Farbfilter durchsetzt hatten.

Die Messung der Lichtsumme geschah nach der lichtelektrischen Methode. Mittels eines in horizontaler Ebene drehbaren Armes, an dem das Heizblech befestigt war, konnte der Phosphor vor das Al-Fenster oder vor die lichtelektrische Zelle gebracht werden. Das Phosphorlicht wurde durch einen verschiebbaren Spiegel in die Zelle reflektiert. Alle Lagen der beweglichen Teile waren durch Anschläge festgelegt. Ein Kurbelwiderstand im Stromkreise des Heizbleches, der nach dem Schlage eines Metronoms ausgeschaltet wurde, ermöglichte die Austreibung der Lichtsumme in jederzeit wiederholbarer Weise. Die Zeit zur Lichtsummenmessung betrug gewöhnlich 1 Minute. Verwendet wurde hauptsächlich CaSb mit der blauen α -Bande, weil die Wellenlänge des Maximums dieser Bande im Maximum der lichtelektrischen Empfindlichkeitsverteilung der K -Zelle liegt, und weil diese Bande relativ die größte Lichtsumme hat.

Die Intensität der benutzten Kathodenstrahlen war gering, worauf noch später einzugehen sein wird.

Zum einwandfreien Vergleich der Lichtsummenenerregung durch Licht und durch Kathodenstrahlen mußte zuerst die für Kathodenstrahlen voll durchstrahlbare Schichtdicke bestimmt werden. Besondere Messungen zeigten, daß die Lichtsummen L_k der wie angegeben hergestellten Schichten bis zu einem Schichtgewicht von 7 mg/cm^2 noch dem Schichtgewicht proportional ausfielen und daß der Höchstwert der Lichtsumme bei diesen dünnen Schichten schon nach 3 Minuten langer Bestrahlung erreicht ist.

Die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen betrug bei dieser Messung rund 33000 Volt . Die Al-Grenzdicke dafür beträgt etwa $0,02\text{ mm}$. Eine Al-Schicht von dieser Dicke wiegt $5,4\text{ mg/cm}^2$. Die Kathodenstrahlen dringen also scheinbar

über die massenproportionale Grenzdicke ein, was wohl durch die körnige Struktur der Phosphorschicht und durch die Selbsterregung, die später nachgewiesen wird, zu erklären ist.¹⁾

2. Vergleich der durch Licht- und Kathodenstrahlen erregten vollen Lichtsummen

Die vollen Kathodenstrahllichtsummen L_k wurden in der schon angegebenen Weise bestimmt. Bei der Messung von L_λ wurde genau so verfahren, nur trat an die Stelle der Kathodenstrahlen die blaue Hg-Linie, die im Erregungsmaximum d_1 von $\text{CaSb}\alpha$ liegt. Gemessen wurde stets 10 Sekunden nach Schluß der Erregung. Das Gewicht der Schicht wurde meist kleiner als 5 mg/cm^2 genommen, so daß volle Durchstrahlung gewährleistet war.

Außerdem war dadurch der Einfluß der Selbsterregung möglichst herabgedrückt. Die Spannung wurde gut konstant auf 35000 Volt gehalten.

Um die Messungen der Lichtsummen L_k und L_λ für verschiedene $\text{CaSb}\alpha$ vergleichen zu können, wurde immer L_k/L_λ gebildet, welches Verhältnis, gemessen an dünner Schicht, eine Präparatkonstante ist.

Der Wert des Verhältnisses L_k/L_λ wurde für eine große Reihe von Phosphoren bestimmt. Er schwankte von 0,75 bis über 3,0. Kathodenstrahlen erregten also bald eine kleinere, bald eine größere Lichtsumme als Licht von geeignetster Wellenlänge.

3. Versuche über Mitwirkung des bei der Kathodenbestrahlung auftretenden Lichtes

Die nun folgende Untersuchung des gefundenen unerklärlichen Verhaltens von L_k/L_λ beschäftigt sich zunächst mit der Frage der Verkleinerung der Lichtsumme L_k durch Nebeneinflüsse. Da die Trennung der Lichtwirkung von der eigentlichen Kathodenstrahlwirkung sehr wesentlich war, wurden eingehende Versuche in dieser Richtung unternommen.

1) Auch bei den Messungen von P. Lenard (a. a. O.) hatte sich die Eindringtiefe der Kathodenstrahlerregung über Grenzdicke ergeben.

a) Einfluß der Unterlage

Fluoreszenzlicht des Deckglases, hervorgerufen durch das Auftreffen der Kathodenstrahlen, konnte durch Tilgung die Lichtsumme L_k vermindern gegenüber L_A . Daher wurden dünne Schichten desselben Phosphors auf verschiedene Unterlagen aufgetragen und L_k/L_A bestimmt. Das Ergebnis ist in der Tab. 2 zusammengestellt.

Tabelle 2
 L_k/L_A bei verschiedenen Unterlagen
CaSBi α 1,0-n

| Unterlage | Glas | Glimmer | Cu-Blech | Ni-Blech |
|-----------|------|---------|----------|----------|
| L_k/L_A | 0,84 | 0,83 | 0,83 | 0,85 |

Man sieht die vollständige Einflußlosigkeit der Fluoreszenz der Glasunterlage der Phosphorschicht.

b) Selbsterregung der α -Bande

Selbsterregung ist möglich bei CaSBi α , da Erregungsverteilung und Bande ineinander greifen.¹⁾ Die Selbsterregung durch das von Kathodenstrahlen erregte Eigenlicht wurde quantitativ folgendermaßen nachgewiesen. Zuerst wurde die volle Lichtsumme L_k einer dünnen Schicht CaSBi α gemessen. Sie betrug 204 Skalenteile. Nach dem Austreiben der Lichtsumme wurde der Phosphor mit einem Glimmerblatt bedeckt, das Kathodenstrahlen nicht hindurchließ. Auf dem Glimmer befand sich eine dünne Schicht des gleichen Präparates, die für Licht noch durchlässig war. Jetzt wurde mit Kathodenstrahlen 12 Minuten lang bestrahlt, dann der Glimmer weggenommen, und der Phosphor auf dem Heizblech ausgetrieben. Dabei ergab sich eine durch das Eigenlicht erregte Lichtsumme von 42 Skalenteilen, gleich 20 vom Hundert der durch Kathodenstrahlen erregten. Die Selbsterregung durch das intensive, während der Kathodenbestrahlung erregte Eigenlicht ist also ganz beträchtlich.

Auch das Leuchten der Luft am Al-Fenster wirkt erregend. Bei dem Versuch war der Phosphor wieder mit Glimmer bedeckt, nur war die Phosphorschicht auf dem Glimmer weggelassen worden.

1) Über einen derartigen Versuch Hr. Lenards mit Nachweis geringer Selbsterregung vgl. P. Lenard u. W. Hausser, a. a. O.

c) Ultraviolette Banden

Zur Kenntnis der U.V.-Emission, die wegen der dort ansteigenden Tilgung für die Auslöschung von Kathodenstrahllichtsumme in Betracht kommen konnte, wurden die Spektren einiger benutzten Phosphore photographiert. Alle CaS₂Bi zeigten die ν -Bande¹⁾, $\lambda_{\max} = 380 \mu\mu$, sonst aber keine merkliche Emission im U.V. Nur bei einem oxydhaltigen CaS₂Bi wurde eine bis zu $280 \mu\mu$ gehende kontinuierliche Emission gefunden.

Die somit nachgewiesene ultraviolette Bande hatte aber doch keinen merklichen Anteil an den Lichtsummen. Dies zeigte sich daraus, daß L_k/L_λ sich nicht änderte, wenn mit und ohne Blauglas, das die Wellenlänge dieser Bande nicht hindurchließ, gemessen wurde. Die ν -Bande konnte nur nach der Erregung mit Kathodenstrahlen vorhanden sein, da sie durch $\lambda_{Hg} = 435 \mu\mu$ nach der Stokesschen Regel nicht erregt wurde. Obwohl photographisch gut nachweisbar, muß ihre Intensität daher doch im Verhältnis zu der der α -Bande als sehr klein bezeichnet werden.

Daß auch während der Erregung keine Beeinflussung der α -Lichtsumme durch die U.V.-Emission des Phosphors stattfand, zeigen die folgenden Versuche.

d) Allgemeine Untersuchung der Wirkung von im Phosphor selbst erzeugtem Lichte auf die α -Lichtsumme

Es wurden zunächst Messungen über die Wirkung von außen während der Kathodenbestrahlung auf den Phosphor konzentrierten Lichtes verschiedener Wellenlänge durchgeführt, wobei kein Einfluß auf die Lichtsumme L_k auffindbar war. Es könnte aber sein, daß das Eigenlicht des Phosphors wegen der so kleinen Abstände, aus welchen es im Inneren des Phosphors auf dessen α -Zentren wirkt, einen wesentlich größeren Einfluß hat, oder es könnte auch eine Koppelung zwischen den verschiedenen Zentren vorhanden sein derart, daß die α -Zentren dadurch der Wirkung des Lichtes benachbarter Zentren besser zugänglich wären. Zur Klärung dieser Frage wurde das Spektrum vom Rot bis zu den Hochfrequenzstrahlen in seiner Wirkung auf den Phosphor während der Erregung mit Kathodenstrahlen untersucht. Bei allen diesbezüglichen Versuchen ist das Prinzip dasselbe. Es wurden Stoffe, die unter dem Ein-

1) W. E. Pauli, Heidelb. Akad. A. 1. 1911.

flusse der Kathodenstrahlen zu Lichtquellen werden, dem Phosphor zugemischt. Durch geeignete Wahl eines Stoffes konnte man die Wirkung eines beliebigen Spektralbereiches untersuchen, wobei die Intensität und die Abstandsverhältnisse von den Zentren dieselben waren wie beim Eigenlicht.

Die Wirkung des sichtbaren Gebietes wurde mit Hilfe zweier CaSCu mit starkem *m*-Leuchten, die des U.V. mit Hilfe des CaS₂Bi mit kontinuierlicher ultravioletter Emission untersucht. Die Lichtsummen der zugesetzten Mengen fremden Phosphors wurden zuerst für sich allein ermittelt und dann von der Gesamtlichtsumme entsprechend dem Mischungsverhältnis in Abzug gebracht. Dabei ergab sich keine Änderung des Verhältnisses L_k/L_1 für CaS₂Bi α .

Die Wirkung von Hochfrequenzstrahlen wurde untersucht durch Zumischen von Salzen, deren Metalle verschiedenes Atomgewicht hatten, so daß sie unter dem Einfluß der Kathodenstrahlen verschiedene Hochfrequenzwellenlängen aussenden mußten. Es kamen zur Anwendung Salze des Mg, Cu und Bi. Dabei blieb das Verhältnis L_k/L_1 unverändert gleich.

Um aus noch kleineren, nämlich Zentrenabständen, die Wirkung von Licht von Phosphoreszenzintensität auf die Kathodenstrahllichtsumme und den Einfluß etwaiger Kopplung zwischen den Zentren untersuchen zu können, wurde ein fertiger CaS₂Bi α mit Schwefel fein zerrieben und in 2 Proben abgeteilt. Der einen wurde 2,0-n. Mn zugesetzt. Dann wurden beide Proben in bedeckten Tiegeln in der Mitte des elektrischen Ofens bei 1100°C 15 Minuten lang gleichzeitig gegläht. Auch hier stimmten die Verhältnisse L_k/L_1 der beiden Proben vollständig miteinander überein. Die Werte von L_k/L_1 für einen CaS₂Bi α ohne und mit Zumischung von fremden Stoffen sind in der folgenden Tab. 3 zusammengestellt.

Tabelle 3
 α -Lichtsummen (Skalenteile)

| Bezeichnung: | L_1 | L_k | L_k/L_1 |
|------------------------------|-------|-------|-----------|
| CaBi rein | 166 | 123 | 0,74 |
| CaBi + Bi | 157 | 118 | 0,75 |
| CaBi + CaCu | 115 | 86 | 0,75 |
| CaBi + Mg | 177 | 124 | 0,76 |
| CaBi + CaCu | 139 | 103 | 0,74 |
| CaBi + Cu | 65 | 48 | 0,74 |
| CaBi + 2,0 Mn gegläht. . . . | 88 | 65 | 0,74 |

Der Mischphosphor CaS (1,0-n. Bi + 2,0-n. Mn) zeigt wohl am deutlichsten die Einflußlosigkeit des Eigenlichtes während der Bestrahlung mit Kathodenstrahlen. Er leuchtete dabei fast wie ein reiner Mn-Phosphor.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß für Verminderung der mit Kathodenstrahlen erhaltenen Lichtsummen, gegenüber der mit Licht erregten, nicht Eigenlicht des Phosphors irgendwelchen Ursprungs, oder fremdes Licht in Betracht kommt, sondern die Kathodenstrahlen selbst müssen die beobachteten Verminderungen der Lichtsumme bewirken. Dagegen ist als wesentlich lichtsummenvermehrend Selbsterregung der α -Bande nachgewiesen. Diese wurde aber bei den ausschlaggebenden Messungen dadurch ausgeschaltet, daß nur sehr dünne Phosphorschichten benutzt wurden (vgl. S. 749), bei welchen merkliche Mitwirkung der Selbsterregung wegfallen muß.

4. Einfluß des Oxydgehaltes der Phosphore

Daß bei manchen Phosphoren die Kathodenstrahllichtsumme größer gefunden wurde als die mit Licht erregte, findet in diesem Abschnitt eine besondere Aufklärung.

Auffallend war, daß es nicht die bei Kathodenstrahlen am reinsten weißlichblau¹⁾ leuchtenden CaSbI waren, deren durch Kathodenstrahlen erregte Lichtsumme größer war als die mit Licht erhaltene, sondern sie leuchteten rosa wie CaOBi .²⁾ Die Banden dieser Phosphore haben die gleichen Lagen, wie die von CaSbI , nur tritt die rote γ -Bande viel stärker hervor; die grüne ist weniger stark, daher auch der Farbton während der Erregung. Alle Banden des CaOBi -Phosphors befinden sich bei Zimmertemperatur im unteren m -Zustand, speichern daher sehr gut auf.

Die Erregung dieser Phosphore mit Licht ist nicht besonders gut³⁾ wegen der geringen erregenden Absorption. Da CaOBi durch Kathodenstrahlen sehr gut, durch $\lambda_{\text{Hg}} = 435 \mu\mu$ aber überhaupt nicht erregt wird, kann bei einigem Oxydgehalt ein $\text{CaSbI}\alpha$ -Phosphor leicht für Kathodenstrahlen eine

1) P. Lenard u. V. Klatt, Ann. d. Phys. 15. S. 263. 1904.

2) F. Schmidt, Ann. d. Phys. 63. S. 264. 1920.

3) E. Rupp, Ann. d. Phys. 72. S. 81. 1923.

größere Lichtsumme ergeben als für Licht. Der große Unterschied in der Temperaturlage von $\text{CaOBi}\alpha$ und von $\text{CaSBi}\alpha$ gestattete einen einfachen, aber sehr scharfen Nachweis von $\text{CaOBi}\alpha$ in den benutzten $\text{CaSBi}\alpha$ -Phosphoren.

Ein $\text{CaBi}\alpha$ -Phosphor, dessen Kathodenstrahllichtsumme L_k kleiner als die mit Licht erregte Lichtsumme L_λ war, wurde mit der blauen Hg-Linie erregt. Danach wurde er in einer bestimmten Zeit auf dem Heizblech ausgetrieben. Dabei wurde er dunkel vor beginnender Rotglut. Die Steigerung des Heizstromes bis zur Rotglut ergab beim Phosphor keine Spur mehr von Leuchten. Derselbe Phosphor, mit Kathodenstrahlen erregt, wurde bei der gleichen Temperatur dunkel, wie nach Erregung mit Licht, und zeigte bei weiterer Temperatursteigerung auch kein Leuchten mehr.

Anders war es bei den Phosphoren, bei denen L_k größer als L_λ war. Wurde ein solcher Phosphor mit der blauen Quecksilberlinie erregt, so leuchtete er aus bei derselben Temperatur, bei der ein Phosphor mit L_k/L_λ kleiner als eins auch dunkel wurde. Wurde er dagegen mit Kathodenstrahlen erregt, so leuchtete er bei der Temperatur, bei der er nach Erregung mit Licht schon dunkel war, noch rosa. Spektral setzte sich dieses Leuchten aus einer roten und einer blauen Bande zusammen. Bei der erwähnten Temperatur hatte es große Intensität und Dauer, sogar bei Rotglut war die Dauer noch gut.

Daraus ersieht man, daß bei solchen Phosphoren die Messung der Lichtsumme nach Erregung mit Kathodenstrahlen und mit Licht gar nicht bei derselben Zentrenverteilung erfolgt. Die Temperaturlage der Banden und ihre Lage im Spektrum ließen nach den für die Herstellung verwendeten Materialien schließen, daß in dem $\text{CaSBi}\alpha$ mit L_k/L_λ größer eins auch $\text{CaOBi}\alpha$ vorhanden war.

Dieser Schluß wurde bestätigt durch den Nachweis der Erregungsverteilung von $\text{CaOBi}\alpha$ neben der von $\text{CaSBi}\alpha$ bei solchen Phosphoren. Auch wurde nach dem Nachglühen derartiger Phosphore mit Schwefel bei Erregung mit Licht eine größere Lichtsumme erhalten als mit Kathodenstrahlen. Endlich zeigte auch der Vergleich der an solchen Phosphoren bei verschiedenen Erregungsarten erhaltenen vollen α -Lichtsummen die Mitwirkung von Aufspeicherung fremder Zentren.

Tabelle 4

CaBi 1,0-n. $L_k/L_\lambda = 1,31$.

Lichtsummen bei verschiedenen Erregungsarten.

| Erregungsart | K.-Str. | $\lambda_{Hg} = 435 \mu\mu$ | Offene Hg-Lampe | Zn-Funken |
|--------------------|---------|-----------------------------|-----------------|-----------|
| Lichtsumme in Skt. | 205 | 156 | 137 | 174 |

Nach der Tabelle erregten Kathodenstrahlen die größte Lichtsumme. Sogar das offene Zn-Funkenlicht mit seinem großen Anteil an auslöschendem Licht erregte weit besser als das blaue Licht der Hg-Lampe, dessen Wellenlänge im ersten δ -Maximum von $\text{CaSb}\alpha$ liegt. Die Beobachtungen der Tab. 4 erklären sich ohne weiteres durch das Vorhandensein von $\text{CaOBi}\alpha$ in dem benutzten $\text{CaSb}\alpha$ -Phosphor. Diese Bande wird durch Kathodenstrahlen und den kurzwelligen Anteil im Zn-Funkenlicht sehr gut erregt. Ihre Auslöschung durch Licht ist kleiner als bei den Banden der Sulfidphosphore. Entsprechend bedingt der Mangel an erregenden Wellenlängen für $\text{CaOBi}\alpha$ im Spektrum der Hg-Lampe und die große Auslöschungswirkung des nicht erregenden Lichtes dieser Lampe auf $\text{CaSb}\alpha$ für die Erregung eines oxydhaltigen $\text{CaSb}\alpha$ -Phosphors mit der offenen Hg-Lampe eine kleinere Lichtsumme, als sie bei Erregung mit $\lambda_{Hg} = 435 \mu\mu$ erhalten wird.

Tabelle 5

CaSb α , α -Lichtsummen

| Erregungsart | K.-Str. | $\lambda_{Hg} = 435 \mu\mu$ | Zn-Funken | L_k/L_λ |
|----------------------|---------|-----------------------------|-----------|-----------------|
| Lichtsumme | 243 | 232 | 221 | 1,05 |
| Lichtsumme | 266 | 312 | 257 | 0,85 |

In der Tab. 5 sind für 2 $\text{CaSb}\alpha$ -Phosphore mit verschiedenem L_k/L_λ die α -Lichtsummen bei verschiedenen Erregungsarten zusammengestellt. Aus dieser und vorletzten Tabelle ergibt sich, daß $\lambda_{Hg} = 435 \mu\mu$ um so mehr größere α -Lichtsummen erregt, im Vergleich zu allen anderen Erregungsarten, je kleiner L_k/L_r wird, d. h. nach unserer Erklärung, je freier von Oxyd der Phosphor ist.¹⁾ An reinen $\text{CaSb}\alpha$ -Phosphoren werden also bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen geringere Lichtsummen erregt als durch Licht von geeigneter Wellenlänge. Da, wie früher gezeigt, das Eigenlicht während der Bestrahlung ohne Einfluß auf die aufgespeicherte

¹⁾ Über die schwierige Herstellung vollständig oxydfreier Sulfidphosphore vgl. R. Tomaschek, Ann. d. Phys. 75. S. 127. 1924.

Lichtsumme ist, so müssen die Kathodenstrahlen selbst nicht auslöschungsfrei erregen.

Dieser Schluß wurde bestätigt durch Lichtsummenmessung an $\text{ZnSCu}\alpha$ und $\text{SrSBi}\alpha$ bei verschiedenen Erregungsarten.

Der hier gezogene Schluß der nicht auslöschungsfreien Erregung der Phosphore durch Kathodenstrahlen steht im Gegensatz zu dem Resultate einer Nebenuntersuchung in einer Arbeit Hrn. Rupp¹⁾, wonach durch Kathodenstrahlen die maximale, also auslöschungsfreie Lichtsumme erregt würde. Dies wird geschlossen aus der beobachteten Gleichheit von L_k/L_1 und L_d/L_1 , wobei L_1 wieder die volle Lichtsumme für Licht, L_k die für Kathodenstrahlen bedeutet. L_d wurde aus L_1 berechnet nach einer Beziehung über den Zusammenhang der beiden Größen²⁾, die sich bei Anwendung der Grundgleichung Hrn. Lenards für die Phosphoreszenz auf den Fall sehr dünner Schichten ergibt.

Durch Vorhandensein geringer Oxydmengen läßt sich das obige für Sulfidphosphore angegebene Resultat Hrn. Rupp zwanglos erklären. Nach den Angaben Hrn. Rupp³⁾ über die Erregungsverhältnisse der Oxydphosphore durch Licht und durch Kathodenstrahlen war volle Erregung durch Licht selbst bei Anwendung der größten zur Verfügung stehenden Intensität der vollen Hg-Lampe in annehmbarer Zeit nicht zu erreichen, während Kathodenstrahlen in kurzer Zeit 10—15fach größere Lichtsummen ergaben, als sie bei gleicher Schichtdicke an Sulfidphosphore erhalten wurden. Aus der schlechten Erregbarkeit der Oxydphosphore durch Licht folgt, daß zu der an einer aus Sulfid- und Oxydphosphor bestehenden Schicht gemessenen und als voll betrachteten Lichtsumme L_1 der Oxydanteil, zumal bei Erregung mit spektral zerlegtem Licht, fast keinen Beitrag lieferte. Die aus L_1 berechnete maximale Lichtsumme L_d gilt daher fast nur für den Anteil an Sulfidphosphor in der Schicht. Wegen der guten Erregbarkeit der Sulfid- und Oxydphosphore durch Kathodenstrahlen kann es bei entsprechendem Oxydgehalt einer Sulfidphosphorschicht leicht sein, daß die nun für die ganze Schicht geltende gemessene Kathodenstrahllichtsumme mit der für die ganze Schicht berechneten, tatsächlich

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. 72. S. 100. 1923.

2) E. Rupp, Ann. d. Phys. 72. S. 85. 1923.

3) E. Rupp, a. a. O., S. 102.

aber nur für den Anteil an reinem Sulfidphosphor geltenden maximalen Lichtsumme L_d übereinstimmt.

Um den Wert des Verhältnisses L_k/L_λ von 0,85, wie er in der vorliegenden Arbeit gefunden wurde, auf 1,15, den Wert von L_d/L_λ , steigen zu lassen, wären 30 Proz. Oxyd in einem Sulfidphosphor notwendig, bei gleichem spezifischem Lichtsummengehalt der Oxyd- und Sulfidphosphore. Wegen des 10–15fach größeren Lichtsummengehalts der Oxydphosphore genügen aber schon 2–3 Proz. Oxydgehalt, der noch kleiner sein kann, wenn L_k/L_λ und L_d/L_λ für lange Zentren gemessen werden, wie es in der Arbeit Hrn. Rupp's der Fall ist. Die von Hrn. Rupp berechneten Werte der maximalen Lichtsummen L_d werden durch diesen Oxydgehalt nicht beeinflusst, sie gelten innerhalb der Meßgenauigkeit für reine Sulfidphosphore.

5. Versuche zur Entscheidung über Tilgung oder Ausleuchtung bei der auslöschenden Wirkung der Kathodenstrahlen

Eine bei der Erregung mit Kathodenstrahlen auftretende Auslöschung kann zweierlei Natur sein, nämlich Ausleuchtung oder Tilgung. Es können auch beide Vorgänge gleichzeitig vor sich gehen. Eine Erhöhung der Gesamttemperatur des Phosphors könnte ebenfalls die Ursache des Fehlens von Lichtsumme an L_k sein. Doch ist dies nach der weiter unten berechneten Gesamtenergie der Kathodenstrahlen ausgeschlossen. Es könnte nur eine Erhöhung der Zentrentemperatur in Betracht kommen (Ausleuchtung).

5₁. Versuche zur Feststellung einer Zentrentemperaturerhöhung

Es wurden zwei Wege benutzt, indem die Temperaturerhöhung sich abhängig zeigen muß a) von der Größe der Zentren und b) von der Intensität der Bestrahlung. Die Abhängigkeit von der Größe der Zentren ist derart, daß die großen Zentren wegen ihrer größeren Energieisolation¹⁾ und der daraus folgenden stärkeren Erhöhung der Zentrentemperatur relativ mehr ausgeleuchtet werden als die kleinen.

Abhängig von der Intensität der Bestrahlung ist die Ausleuchtung insofern, als bei vergrößerter Intensität auch höhere

1) Beeinflussung der Energieisolation durch die Kathodenstrahlen ist nicht anzunehmen, wie sich aus den späteren Messungen mit variiertem Kathodenstrahlintensität ergibt.

molekularlokale Temperaturen entstehen können. Daher müssen bis zum Beginn der Lichtsummenmessung mehr Zentren abgeklingen sein nach Bestrahlung mit größerer als nach Bestrahlung mit kleinerer Intensität.

a) Abhängigkeit der Wirkung von der Zentrengröße

Diese wurde untersucht durch die Vergleichung der mit Licht und mit Kathodenstrahlen erregten Lichtsummen für verschiedene, stark geänderte Zentrengrößenmischungen desselben Präparates bzw. was dasselbe ist, durch Verfolgung des Verhältnisses L_k/L_λ längs der Abklingkurven nach voller Erregung mit Licht und mit Kathodenstrahlen.

Will man Lichtsummen für stark verschiedene Größenmischungen der Zentren messen, so muß man den Abklingungsprozeß künstlich beschleunigen. Dies wurde folgendermaßen erreicht: Der Phosphor wurde immer bei gewöhnlicher Temperatur mit Kathodenstrahlen und mit Licht voll erregt. Mit dem Abschneiden der Erregung wurde ein bestimmter Strom im Heizblech eingeschaltet. Dadurch gelangt ein Teil der Zentren zur Abklingung. Nach 30 Sekunden wurde der Heizstrom abgeschaltet und $1\frac{1}{2}$ Minuten abkühlen lassen. Danach begann die Messung der noch im Phosphor verbliebenen Lichtsumme. Durch die Bemessung der Stärke des Heizstromes beim Vorwärmen hatte man es in der Hand, für beliebige Zentrenmischungen die Lichtsumme für Kathodenstrahlen und für Licht zu bestimmen. Da die Behandlung des Phosphors nach Erregung mit Licht und mit Kathodenstrahlen entsprechend die gleiche war, lassen sich zusammengehörige Werte von L_k und L_λ vergleichen. Die Messungen waren alle mit einer Genauigkeit von 3 Proz. reproduzierbar. In der folgenden Tab. 6 sind für verschiedene $\text{CaSb}\alpha$ die vollen Lichtsummen für Kathodenstrahlen und für Licht, die Werte von L_k/L_λ und der Heizstrom beim Vorwärmen eingetragen.

Tabelle 6
Beschleunigte Abklingung

| Phosphor | L_λ (Skt.) | L_k (Skt.) | Heizstrom (Wb.) | L_k/L_λ |
|------------------------------|--------------------|--------------|-----------------|-----------------|
| CaSb α 1,0-n. | 339,5 | 289,5 | 0 | 0,85 |
| | 202,5 | 176 | 2,5 | 0,86 |
| | 105 | 88 | 3,3 | 0,84 |
| | 45 | 37 | 4,0 | 0,82 |
| | 11,6 | 9,5 | 4,95 | 0,82 |

Tabelle 6 (Fortsetzung)

| Phosphor | L_1 (Skt.) | L_2 (Skt.) | Heizstrom (Wb.) | L_2/L_1 |
|---|--------------|--------------|-----------------|-----------|
| CaSb α 1,0-n. . . . | 80 | 67 | 0 | 0,84 |
| | 9,5 | 8,0 | 4,0 | 0,83 |
| Kontrollmessung mit Blaufilter vor der Zelle. | | | | |
| CaSb α 0,2-n. . . . | 99 | 78 | 0 | 0,79 |
| | 72 | 55 | 2,2 | 0,77 |
| | 29 | 23 | 4,0 | 0,79 |
| | 15 | 11,5 | 4,95 | 0,77 |
| CaSb α 0,023-n. . . . | 14 | 10 | 2,8 | 0,71 |

Aus der Tabelle ergibt sich, daß das Verhältnis L_k/L_1 für alle Zentrengrößen desselben Präparates konstant ist. Besonders starke Änderungen in der Verteilung der Zentren auf die verschiedenen Größen wurden bei CaSb α 1,0-n. vorgenommen. Man ersieht daraus, daß die auslöschende Wirkung der Kathodenstrahlen die Zentren, deren Dauer nach *Monaten* zählt, nicht stärker erfaßt als die, welche Dauern von einigen Minuten oder Sekunden besitzen.

Wichtig ist ferner, daß auch an unternormalen Phosphoren, die, wie z. B. CaSb α 0,023-n. fast nur sehr große Zentren besitzen, die mit Kathodenstrahlen erregte Lichtsumme kleiner ist als die mit Licht. Warum das Verhältnis L_k/L_1 nicht für alle Phosphore konstant ist, soll später erörtert werden.

Die Unabhängigkeit von L_k/L_1 von der Zentrengröße führt zu dem Schluß, daß die benutzten Kathodenstrahlen *keine Ausleuchtung* bewirken.

Diese Unabhängigkeit ist zugleich ein Beweis gegen die Annahme einer Erhöhung der Gesamttemperatur des Phosphors durch die Kathodenstrahlen. Eine solche müßte die kleinen Zentren stärker beeinflussen als die großen. Daß etwa diese Wirkung durch eine entgegengesetzt auf die Zentrengrößen sich verteilende Ausleuchtung so genau aufgehoben sei, wie es unseren Beobachtungen entspräche, wäre sehr unwahrscheinlich.

b) Einfluß der Intensität der Kathodenstrahlen

a) Vergleich der zur Ausleuchtung mit Licht notwendigen Energie mit der Energie der benützten Kathodenstrahlen

Für die Größe der Kathodenstrahlintensität, die von der in vorliegender Arbeit benutzten Röhre mit Al-Fenster ge-

liefert wurde, gibt Hr. O. Eisenhut als Extremwert, der nur einige Male erreicht wurde, $1,2 \cdot 10^{-8}$ Coul/cm² sec in 1 cm Abstand vom Fenster in Luft an. Gewöhnlich war sie 10^{-10} bis 10^{-11} Coul/cm² sec. Nimmt man einen durchschnittlichen Wert von 10^{-9} Coul/cm² sec auf den Phosphor auffallend an, so berechnet sich bei einer Geschwindigkeit von 30000 Volt die Energie der Kathodenstrahlen zu 310 Erg/cm² sec. Angesichts dieses geringen Energiebetrages kann von einer Erhöhung der Temperatur des ganzen Phosphors keine Rede sein, sie könnte nur lokal in den Zentren auftreten.

Über die Art und Größe der Ausleuchtung durch Licht liegen eingehende quantitative Messungen von Hrn. Lenard¹⁾ vor. Dabei wird nachgewiesen, daß nur eine molekularlokale Temperaturerhöhung angenommen werden darf. Sie beträgt z. B. im Rot + Ultrarot 50° C für 500 Meterhefner.²⁾ Ein Meterhefner = 900 Erg/cm² sec.³⁾ Der obige 1500 mal kleinere Wert von 310 Erg/cm² sec der Kathodenstrahlenergie kann daher unmöglich genügen, um die Zentrentemperatur auch nur um ein wenig zu erhöhen, da dafür nur die zugeführte Energie in Betracht kommt.

β) *Änderung der Lichtsumme L_k mit der Intensität der Kathodenstrahlen*

Ein CaSBiz-Phosphor mit ausgezeichnetem Nachleuchten wurde in sehr dünner Schicht auf dem Heizblech mit Kathodenstrahlen sehr geringer Intensität erregt und die Anklingungskurve aufgenommen. Dasselbe wurde mit immer gesteigerter Intensität wiederholt. Die Anklingung für drei verschiedene Intensitäten, die weit auseinanderlagen, ist in der Fig. 1 dargestellt.

Bei Kurve I war volle Erregung auch nach 18 Min. noch nicht erreicht. Die Lichtsumme stieg immer noch an. Kurve II gehört zu größerer Intensität; der Anstieg ist steiler, volle Erregung hat sich nach 8 Min. eingestellt. Kurve III ist mit der größten Intensität, die ohne Gefährdung der Röhre erreichbar war, aufgenommen. Der Phosphor ist nach 2 Min. voll erregt. Als bemerkenswertes Resultat ergibt sich, daß trotz stark variierter Intensität der Kathodenstrahlen der Endwert der Lichtsumme immer derselbe ist.

1) P. Lenard, Heidelb. Akad. A. 7. 1917.

2) P. Lenard, Heidelb. Akad. A. 7. 1917. Tab. VII, VIII.

3) K. Angström, Soc. d'Upsala 6. V. S. 8 1903.

In voll durchstrahlbarer Schicht konvergiert also die Lichtsumme nach einem Grenzwert, der unabhängig ist von der Intensität der Kathodenstrahlen.¹⁾ Auch daraus ist zu schließen, daß Ausleuchtung durch die benutzten Kathodenstrahlen nicht stattfand.

Die Änderung der Intensitäten wurde mit dem Spektralkugelphotometer und einem ZnSCu_α -Phosphor mit sehr viel *m*-Leuchten bestimmt. Der Phosphor wurde mit Kathodenstrahlen erregt, seine Helligkeiten wurden photometrisch bestimmt. Sie gaben ein relatives Maß für die auftretenden Kathodenstrahlintensitäten.²⁾ Das Verhältnis der bei den

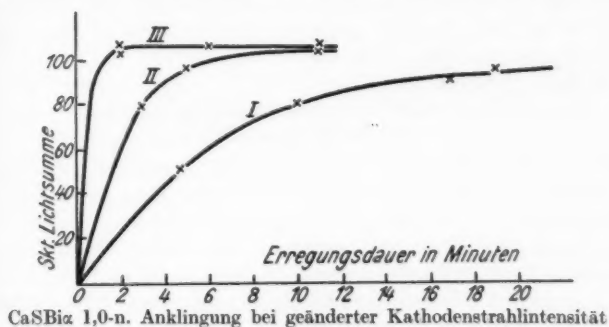


Fig. 1

Kurven I, II, III angewandten Intensitäten war rund 1:5:25. Die Tatsache der Unabhängigkeit der durch Kathodenstrahlen in dünner Phosphorschicht erregten Lichtsumme von der Intensität der Bestrahlung findet sich bereits in den Messungen Hrn. Lenards über die Erregung der Phosphore durch Kathodenstrahlen (vgl. P. Lenard, Heidelb. Akad., A. 5. 1912, Tab. VII). Aus der 5. Spalte dieser Tabelle ergibt sich, daß die beiden obersten gleich dicken Schichten des dort benutzten Phosphors gleiche volle Erregung behalten hatten. Aus der 2. Spalte entnimmt man das Verhältnis der auf die beiden Schichten fallenden Intensitäten zu 10:1. Auch 10fach größere Intensität

1) Zu bemerken ist, daß man sich bei unseren Versuchen stets in einem Gebiet relativ geringer Kathodenstrahlintensität befindet.

2) Vg. dazu P. L., Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. S. 84.

der Kathodenstrahlen ergab also bei derselben Dicke der Schicht keine Änderung der Lichtsumme.

Weitere Bestätigungen dieser Tatsache ergeben sich in einer Arbeit Hrn. Rupps.¹⁾ Dort wurde die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen zwischen 25000 und 50000 Volt variiert. Parallel mit einer Spannungsänderung an der dort benutzten Röhre geht eine solche der Intensität der Kathodenstrahlen. Die Lichtsumme wurde aber konstant, also unabhängig von der Energie der austreffenden Kathodenstrahlen gefunden. Die Unabhängigkeit der vollen Lichtsumme L_k ist ein erneuter Beweis dafür, daß Ausleuchtung durch Kathodenstrahlen nicht stattfindet. Denn die Lichtsummenverluste durch Ausleuchtung müssen mit steigender erregender Intensität (also steigender Zentrentemperatur) steigen.²⁾

*γ) Einfluß der Phosphortemperatur auf den Wert
des Verhältnisses L_k/L_λ*

In den bisherigen Versuchen über Ausleuchtung durch Kathodenstrahlen wurde der Phosphor immer bei gewöhnlicher Temperatur erregt. Zu den dabei benutzten stark variierten Zentrengrößemischungen gehörten im selben Sinne entsprechend geänderte Dauerbereiche der Zentren. Das Verhältnis L_k/L_λ wurde dabei konstant gefunden. Zur näheren Charakterisierung der auslöschenden Wirkung der Kathodenstrahlen wurde der Phosphor auch bei höherer Temperatur erregt. Bei einer Temperatur von 100° des Phosphors während der Erregung mit Licht und mit Kathodenstrahlen ergab sich der Wert für L_k/L_λ zu 0,85. Bei Zimmertemperatur betrug das Verhältnis 0,84 für einen $\text{CaSBi}\alpha$ 1,0-n. Die Lichtsummenwirkung der Kathodenstrahlen im Vergleich zu der von Licht zeigte sich also nicht von der Temperatur des Phosphors abhängig. Für die späteren Schlüsse wird dieses Resultat Verwendung finden.

δ) Optische Messung der Zentrentemperaturen

Zur Untersuchung einer etwaigen molekularlokalen Temperaturerhöhung durch Kathodenstrahlen war noch ein Weg ge-

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. 72. S. 99. 1923.

2) Vgl. das Beispiel mit Licht bei Hrn. Lenard, Heidelb. Akad. 7. 1917. S. 22. Tab. VI, letzte Spalte.

geben durch die von Hrn. Tomaschek in seiner Arbeit über die seltenen Erdphosphore gefundene Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses gewisser Liniengruppen im Spektrum der CaSSm von der Phosphortemperatur. Man kann umgekehrt aus dem gemessenen Verhältnis auf die Temperatur der Zentren schließen. Über die Berechtigung und den Gang des Verfahrens muß auf die betreffende Arbeit verwiesen werden.¹⁾

Zur Messung der in den Zentren herrschenden Temperatur während der Bestrahlung mit Licht und mit Kathodenstrahlen wurden die von Hrn. Tomaschek mit α_c und α_b bezeichneten Teilgruppen benutzt. Zur photometrischen Vergleichung ihrer Intensitäten diente das Kugelphotometer. Der Phosphor wurde auf dem Heizblech im Spektrum einer großen Hg-Lampe, das von einem lichtstarken spaltlosen Quarzspektralapparat²⁾ entworfen wurde, erregt. Das Intensitätsverhältnis $\alpha_b:\alpha_c$ wurde für die Erregung mit verschiedenen Wellenlängenbereichen, deren Ausblendung ein in der Bildebene des Spektralapparates angebrachter Schirm mit verstellbarem Spalt gestattete, bei verschiedenen Temperaturen bestimmt. Danach wurde dasselbe Verhältnis für die Erregung durch Kathodenstrahlen verschiedener Intensität bei denselben Temperaturen gemessen, wie bei Licht. Die Messungen sind in der Tab. 7 zusammengefaßt. Die Zahlen für die Verhältnisse sind Mittelwerte aus 4—6 Einzelverhältnissen. Jeder Einzelwert wurde aus 4—5 Einstellungen auf photometrische Gleichheit erhalten.

Tabelle 7

CaSSm

Abhängigkeit des Verhältnisses $\alpha_b:\alpha_c$ von der Temperatur

| Erregt mit | Temp. | $\alpha_b:\alpha_c$ | K.-Str. | $\alpha_b:\alpha_c$ |
|------------------|-------|---------------------|---------|---------------------|
| 435—300 $\mu\mu$ | 18° C | 0,53 | 18° C | 0,53 |
| 365—300 „ | 18° C | 0,53 | — | — |
| 365—253 „ | 18° C | 0,53 | — | — |
| 435—300 „ | 82° C | 0,63 | 82° C | 0,62 |
| 365—300 „ | 82° C | 0,62 | — | — |

Aus der Tab. 7 ergibt sich vollkommene Gleichheit der Zentrentemperatur bei Erregung des Phosphors mit Licht und mit Kathodenstrahlen in den zusammengehörigen Versuchen.

1) R. Tomaschek, Ann. d. Phys. 75. S. 572. 1924.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 31. S. 643. 1910.

Man sieht weiter, daß das Hinzukommen kurzer Wellen bei Erregung mit Licht keine Erhöhung der Zentrentemperatur hervorruft.

Aus dem letzten Versuch und allen diesbezüglichen anderen folgt, daß die benutzten Kathodenstrahlen keine nachweisbare Ausleuchtung verursachen.

5. Versuche zur Feststellung von Tilgung

Nachdem die bei der Erregung der Phosphore mit Kathodenstrahlen auftretende auslöschende Wirkung eindeutig als den Kathodenstrahlen zukommend festgelegt ist und ihrer Art nach nicht als Ausleuchtung aufgefaßt werden kann, Elektronen aber wegen des Fehlens von Lichtsumme zu den Zentren zurückgekehrt sein müssen, wird im folgenden versucht, die Wirkung der Kathodenstrahlen als auf Tilgung beruhend zu betrachten.

Die Verfolgung dieser Vorstellungen führt schließlich zum vollen Verständnis der sonst schwer verständlichen Beobachtungen bei Erregung der Sulfidphosphore mit Kathodenstrahlen.

a) Über das Wesen der kurzwelligen Tilgung

Die Phosphoreszenzerregung durch Licht bzw. durch Kathodenstrahlen wurde von Hrn. Lenard als lichtelektrische bzw. Sekundärstrahlungswirkung auf das Metallatom im Zentrum sichergestellt. Die Kenntnis von starker Oberflächensekundärstrahlung der Phosphore, die hinter der von Metallen kaum zurücksteht¹⁾, ließ auf eine sehr starke Sekundärstrahlung im Inneren der Phosphore schließen. Unter Beachtung der allgemeinen Gesichtspunkte bei dem Vorgange der Lichtemission, sowie der kurzwelligen Tilgung der Phosphore mußte erwartet werden, daß die Sekundärstrahlung im Inneren der Phosphore einen gewissen Einfluß auf die Erscheinungen der Phosphoreszenz haben werde.

Nach dem von Hrn. Lenard an Phosphoren erschlossenen Mechanismus der Lichtemission findet deren Auslösung statt bei der Rückkehr eines Elektrons. Dabei muß dessen Energie dem zu emittierenden Lichtquant entsprechen. Die Auslösung der zum erregten Emissionskomplex gehenden Elektronen erfolgt durch Nähwirkung infolge der Wärmebewegung.

1) P. Lenard, „Quantitatives“. S. 156.

Die Lichtsummenmessungen bei der Auslöschung der Phosphore durch Licht zeigten nun, daß ein Übergang der Zentren vom erregten in den unerregten Zustand auch ohne Lichtemission stattfinden kann. Die Wirkung auslöschenden Lichtes auf Phosphore wurde von Hrn. Lenard quantitativ in Ausleuchtung und Tilgung getrennt. Danach wirkt Ausleuchtung wie Temperaturerhöhung des ganzen Phosphors, die Tilgung besteht in dem schon erwähnten Übergang eines Zentrums in den unerregten Zustand, ohne daß dabei Lichtemission auftritt. Die Überführung in diesen Zustand braucht dabei nicht durch dasselbe Elektron zu erfolgen, das bei der Erregung ausgelöst wurde. Die hier in Betracht kommende kurzwellige Tilgung wird ausgeübt durch Elektronen geringer Geschwindigkeit, die an den Atomen der Umgebung des erregten Emissionszentrums lichtelektrisch ausgelöst werden und wegen ihres geringen Energieinhaltes keine Lichtemission auslösen können. Bei der kurzwelligen Tilgung ist voller Einfluß der Dielektrizitätskonstanten nachgewiesen, was beweist, daß mehr oder weniger das ganze Phosphormaterial für den Angriff der elektrischen Kräfte des tilgenden Lichtes in Betracht kommt.

Im Anschluß an die Tilgung im gewöhnlichen Sinne der lichtlosen Rückkehr von Elektronen, entwickelte Hr. Lenard die Vorstellung der Tilgung mit Lichtemission.¹⁾ Sie ist dann zu erwarten, wenn das tilgende Elektron eine zur Auslösung der Lichtemission genügende Geschwindigkeit beim Auftreffen auf ein erregtes Zentrum besitzt. Dabei ist auch wieder gleichgültig, durch welches Agens das nun leuchtend tilgende Elektron freigemacht wurde. Solche Tilgung mit Lichtemission wurde von Hrn. Lenard auch gesucht durch Bestrahlung eines erregten Phosphors mit Licht aus dem Spektralbereich zwischen Bande und erstem *d*-Maximum. Das Auftreten erhöhter Emission infolge leuchtender Tilgung konnte wegen gleichzeitiger *m*-Erregung und Ausleuchtung jedoch nicht für sich allein beobachtet werden.²⁾

Für die spätere Anwendung des Begriffs der kurzwelligen Tilgung auf die Erregung der Phosphore mit Kathodenstrahlen wurde unter Benutzung schon vorhandener Kenntnis die Wirkung von Kathodenstrahlen und von kurzwelligem Licht

1) P. Lenard, Heidelb. Akad. A. 8. Anm. 324. 1918.

2) P. Lenard, a. a. O.

Man sieht weiter, daß das Hinzukommen kurzer Wellen bei Erregung mit Licht keine Erhöhung der Zentrentemperatur hervorruft.

Aus dem letzten Versuch und allen diesbezüglichen anderen folgt, daß die benutzten Kathodenstrahlen keine nachweisbare Ausleuchtung verursachen.

5. Versuche zur Feststellung von Tilgung

Nachdem die bei der Erregung der Phosphore mit Kathodenstrahlen auftretende auslöschende Wirkung eindeutig als den Kathodenstrahlen zukommend festgelegt ist und ihrer Art nach nicht als Ausleuchtung aufgefaßt werden kann, Elektronen aber wegen des Fehlens von Lichtsumme zu den Zentren zurückgekehrt sein müssen, wird im folgenden versucht, die Wirkung der Kathodenstrahlen als auf Tilgung beruhend zu betrachten.

Die Verfolgung dieser Vorstellungen führt schließlich zum vollen Verständnis der sonst schwer verständlichen Beobachtungen bei Erregung der Sulfidphosphore mit Kathodenstrahlen.

a) Über das Wesen der kurzwelligen Tilgung

Die Phosphoreszenzerregung durch Licht bzw. durch Kathodenstrahlen wurde von Hrn. Lenard als lichtelektrische bzw. Sekundärstrahlungswirkung auf das Metallatom im Zentrum sichergestellt. Die Kenntnis von starker Oberflächensekundärstrahlung der Phosphore, die hinter der von Metallen kaum zurücksteht¹⁾, ließ auf eine sehr starke Sekundärstrahlung im Inneren der Phosphore schließen. Unter Beachtung der allgemeinen Gesichtspunkte bei dem Vorgange der Lichtemission, sowie der kurzwelligen Tilgung der Phosphore mußte erwartet werden, daß die Sekundärstrahlung im Inneren der Phosphore einen gewissen Einfluß auf die Erscheinungen der Phosphoreszenz haben werde.

Nach dem von Hrn. Lenard an Phosphoren erschlossenen Mechanismus der Lichtemission findet deren Auslösung statt bei der Rückkehr eines Elektrons. Dabei muß dessen Energie dem zu emittierenden Lichtquant entsprechen. Die Auslösung der zum erregten Emissionskomplex gehenden Elektronen erfolgt durch Nähwirkung infolge der Wärmebewegung.

1) P. Lenard, „Quantitatives“. S. 156.

Die Lichtsummenmessungen bei der Auslöschung der Phosphore durch Licht zeigten nun, daß ein Übergang der Zentren vom erregten in den unerregten Zustand auch ohne Lichtemission stattfinden kann. Die Wirkung auslöschenden Lichtes auf Phosphore wurde von Hrn. Lenard quantitativ in Ausleuchtung und Tilgung getrennt. Danach wirkt Ausleuchtung wie Temperaturerhöhung des ganzen Phosphors, die Tilgung besteht in dem schon erwähnten Übergang eines Zentrums in den unerregten Zustand, ohne daß dabei Lichtemission auftritt. Die Überführung in diesen Zustand braucht dabei nicht durch dasselbe Elektron zu erfolgen, das bei der Erregung ausgelöst wurde. Die hier in Betracht kommende kurzwellige Tilgung wird ausgeübt durch Elektronen geringer Geschwindigkeit, die an den Atomen der Umgebung des erregten Emissionszentrums lichtelektrisch ausgelöst werden und wegen ihres geringen Energieinhaltes keine Lichtemission auslösen können. Bei der kurzwelligen Tilgung ist voller Einfluß der Dielektrizitätskonstanten nachgewiesen, was beweist, daß mehr oder weniger das ganze Phosphormaterial für den Angriff der elektrischen Kräfte des tilgenden Lichtes in Betracht kommt.

Im Anschluß an die Tilgung im gewöhnlichen Sinne der lichtlosen Rückkehr von Elektronen, entwickelte Hr. Lenard die Vorstellung der Tilgung mit Lichtemission.¹⁾ Sie ist dann zu erwarten, wenn das tilgende Elektron eine zur Auslösung der Lichtemission genügende Geschwindigkeit beim Auftreffen auf ein erregtes Zentrum besitzt. Dabei ist auch wieder gleichgültig, durch welches Agens das nun leuchtend tilgende Elektron freigemacht wurde. Solche Tilgung mit Lichtemission wurde von Hrn. Lenard auch gesucht durch Bestrahlung eines erregten Phosphors mit Licht aus dem Spektralbereich zwischen Bande und erstem *d*-Maximum. Das Auftreten erhöhter Emission infolge leuchtender Tilgung konnte wegen gleichzeitiger *m*-Erregung und Ausleuchtung jedoch nicht für sich allein beobachtet werden.²⁾

Für die spätere Anwendung des Begriffs der kurzwelligen Tilgung auf die Erregung der Phosphore mit Kathodenstrahlen wurde unter Benutzung schon vorhandener Kenntnis die Wirkung von Kathodenstrahlen und von kurzwelligem Licht

1) P. Lenard, Heidelb. Akad. A. 8. Anm. 324. 1918.

2) P. Lenard, a. a. O.

auf Phosphore weiter verfolgt, wobei einerseits die analoge Wirkung der beiden Strahlungsarten auf Phosphore samt ihren Eigentümlichkeiten klar zutage trat, andererseits die Natur der Emissionszentren des kurzdauernden Leuchtens der Phosphore bei deren Bestrahlung mit kurzwelligem Licht und mit Kathodenstrahlen näher aufgeklärt werden konnte.

b) Gleichheit der Wirkung von Kathodenstrahlen und von sehr kurzwelligem Licht auf Phosphore. Abhängigkeit der Wirkung von der Temperatur

Wir gehen aus vom u -Prozeß bei kurzwelligem Licht. Sein Bestehen wurde von Hrn. Lenard gefunden¹⁾ bei Anwendung des bis zu kurzen Wellen reichenden Spektrums der Hg-Amalgamlampe. Hauptsächlich erregt von den kurzen Wellen, nimmt der u -Prozeß nach dem langwelligen Ende des Spektrums zu bis zur Unmerklichkeit ab.

Das Vorhandensein des u -Prozesses bei der Erregung der Phosphore mit langsamen Kathodenstrahlen wurde von Hrn. Lenard schon sehr frühe wahrscheinlich gemacht.²⁾ Er fand, daß Kathodenstrahlen besonders stark ein kurzdauerndes Leuchten erregten, und zwar war es nicht so sehr der m -Prozeß, „sondern es wurde das Leuchten der Dauerbande sehr hell, jedoch mit kurzer Dauer erregt“.

Anschließend an diese Beobachtungen wurde der Vergleich der Erregung der Phosphore mit kurzwelligem Licht und mit Kathodenstrahlen weiter durchgeführt. Dabei wurden Parallelversuche gemacht, in denen jeweils das kurzwellige Licht an die Stelle der Kathodenstrahlen trat.

Ein $\text{CaSb}\alpha$ -Phosphor mit sehr gutem d - und wenig m -Leuchten wurde in dünner Schicht vor dem Al-Fenster der Kathodenstrahlröhre unter einem Winkel von 45° gegen die Fenster normale so aufgestellt, daß sein Leuchten in horizontaler Richtung beobachtet werden konnte. Die Phosphorfläche war in der Mitte mit einem 10 mm langen und 2 mm breiten Streifen aus Deckglas bedeckt, das für Kathodenstrahlen undurchlässig war. Die Bestrahlung mit Kathodenstrahlen ließ

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**. S. 646. 1910.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. **12**. S. 464ff. 1903; eingehender Heidelberg. Akad. A. 5. S. 26ff. 1912; vgl. auch W. E. Pauli, Ann. d. Phys. **34**. S. 773. 1911.

die unbedeckte Fläche hell aufleuchten, die andere blieb vollständig dunkel. Nun wurde die ganze Fläche mit $\lambda_{\text{Hg}} = 435 \mu\mu$ bei Zimmertemperatur bestrahlt. Das Licht wurde durch einen großen Quarzkondensor auf den Phosphor konzentriert. Während und nach der Bestrahlung sah man keinen Intensitätsunterschied auf der Phosphorfläche.

Jetzt wurden während der Bestrahlung mit Licht auch Kathodenstrahlen zugelassen. Dabei leuchteten die unbedeckten Teile der Schicht etwas heller als der bedeckte Teil. Beobachtet wurde mit Lupe und vorgehaltenem Farbglas. Wurden die Kathodenstrahlen abgeschaltet, so leuchteten die von ihnen getroffenen Teile noch kurze Zeit, bis 1 Sek. und darüber, merklich heller nach. Als Grund dafür konnten in Betracht kommen 1. nicht volle Erregung, 2. Nachwirkung der Bestrahlung mit Kathodenstrahlen. Hiervon ist der zweite Fall der tatsächlich zutreffende, denn die Erregung durch Licht war voll, wie folgende Versuche zeigten.

Ein Glimmerstreifen mit merklicher Absorption für die blaue Hg-Linie wurde in den Weg des die jetzt ganz unbedeckte Fläche erregenden Lichtes gestellt. Dabei sah man während der Bestrahlung sowohl, als auch besonders nach dem Abschalten des Lichtes keinen Intensitätsunterschied zwischen der Stelle, wo der Schatten des Glimmerstreifens liegen mußte, und der Umgebung. Das Ergebnis blieb dasselbe, auch wenn die Intensität des blauen Lichtes auf die Hälfte etwa verringert wurde.

Ganz besonders spricht gegen eine nicht volle Erregung die im folgenden bei tiefer Temperatur des Phosphors beobachtete Vergrößerung der Intensitätsdifferenz zwischen den von Kathodenstrahlen und Licht getroffenen Teilen und dem nur mit Licht erregten Teile, wobei infolge der Vergrößerung der Zentren dauern bei tiefer Temperatur leichter volle Erregung zu erreichen war als bei Zimmertemperatur. Läge daher bei gewöhnlicher Temperatur Mangel an voller Erregung vor, so müßte die Intensitätsdifferenz bei dieser Temperatur größer sein als bei tiefer Temperatur.

Als Resultat ergibt sich also, daß die Kathodenstrahlen einen Leuchtprozeß erregten, der vom blauen Hg-Licht nicht betätigt wird, der aber nach den vorhergegangenen keine Ausleuchtung ist.

Genau derselbe Versuch wurde nun angestellt unter Verwendung von kurzwelligem Licht an Stelle der Kathodenstrahlen. Die Phosphorfläche war dabei zum Teil bedeckt mit einem Glasstreifen, dessen Absorption schon bei $365\text{ }\mu\mu$ bemerkbar war. Für diese Versuche wurde der spaltlose Quarzspektralapparat benutzt. Der Phosphor konnte gleichzeitig mit der blauen und beliebigen anderen Hg-Linien bestrahlt werden. Volle Erregung durch das blaue Licht wurde besonders festgestellt.

Wurde nun zum blauen noch ultraviolette Licht hinzugefügt, so zeigte sich besonders beim kurzwelligsten ein Aufleuchten während der Bestrahlung und ein gut merkbares, helleres Nachleuchten der vom U.V. getroffenen Fläche gegenüber der davon nicht getroffenen ganz so, wie es bei dem entsprechenden Versuche von Kathodenstrahlen hervorgerufen wurde.

Dauer der Nachwirkung bei tiefer Temperatur

Die Versuche mit Kathodenstrahlen und mit kurzwelligem Licht wurden auch angestellt bei der Temperatur der flüssigen Luft und einer Mischung von fester Kohlensäure mit Alkohol. Als bemerkenswertes Resultat ergab sich dabei, daß die Nachwirkung, d. h. das kurzdauernde Nachleuchten der von Kathodenstrahlen oder kurzwelligem Licht getroffenen Stellen der Phosphorfläche intensiver und dauernder ist bei tiefer Temperatur als bei Zimmertemperatur.

Bei der Kühlung mit Kohlensäure betrug die Nachdauer des von Kathodenstrahlen erregten kurzen Leuchtens bis zu 3 Sek., noch länger währte sie bei Anwendung von flüssiger Luft, wo sie bis zu 9 Sek. beobachtet wurde.

Bei den Parallelversuchen mit kurzwelligem Licht bei tiefer Temperatur waren die Erscheinungen dieselben wie bei Anwendung von Kathodenstrahlen. Nur war das Nachleuchten der vom kurzwelligen Lichte getroffenen Stellen etwa von der Hälfte der Dauer nach Bestrahlung mit Kathodenstrahlen.

Aus der Gesamtheit aller Beobachtungen über das kurzdauernde Leuchten der Phosphore bei Bestrahlung mit kurzwelligem Licht und mit Kathodenstrahlen ergibt sich, daß in beiden Fällen derselbe Prozeß vorliegt. Man darf also annehmen, daß es sich in beiden Fällen um die Erregung des *u*-Prozesses handelt.

c) Über die Emissionszentren des u -Prozesses

Nach Lage der Dinge war es bei der seinerzeitigen Auf-
findung des u -Prozesses das nächstliegende, neben den d - und
 m -Zentren noch besondere u -Zentren anzunehmen. Doch ließ
sich diese Annahme im Laufe der weiteren Erfahrung nicht
aufrechterhalten.

Die Frage nach den Trägern des kurzen Leuchtens der
Phosphore bei der Bestrahlung mit dem kurzwelligen U.V. läßt
sich nach Versuchen Hrn. Lenards¹⁾ über den Einfluß der
Temperatur auf diese Zentren dahin beantworten, daß sehr
wahrscheinlich die u -Zentren mit den d -Zentren identisch sind;
denn beide zerfallen fast gleichzeitig miteinander. Anderer-
seits hat Hr. Kuppenheim²⁾ gezeigt, daß ein ziemlich scharfer
Unterschied zwischen dem Temperaturverhalten und der Art
des Zerfalls der d - und m -Zentren besteht, so daß auf keinen
Fall die u -Zentren als verwandt mit den m -Zentren angesehen
werden dürfen. Letztere zerfallen ziemlich plötzlich bei hoher
Temperatur, während der Zerfall der u -Zentren allmählich mit
steigender Temperatur vor sich geht.

Im vorliegenden wurde der Zusammenhang zwischen u - und
 d -Leuchten noch näher untersucht bei Erregung mit Kathoden-
strahlen. Bei dieser Erregung ist das Leuchten der Phosphore
allgemein ziemlich stark. Durch Vorhandensein von m -Zentren
kann dies nicht immer erklärt werden, schon wegen der merk-
baren Dauer des An- und Abklingens. Wichtig ist, daß das
kurzdauernde Leuchten auch bei unternormalen Phosphoren
vorhanden ist. Bei solchen Phosphoren wird nämlich das zu-
gesetzte Metall fast ganz ausschließlich zur Bildung von
 d -Zentren verwendet, und zwar, wie eingehend untersucht ist,
von sehr großen. m -Zentren wurden nur spurenweise gefunden.³⁾
Trotzdem leuchten solche Phosphore bei Bestrahlung mit
Kathodenstrahlen hell mit kurzer Dauer, wie es dem u -Prozeß
entspricht.

Das helle Leuchten der Phosphore mit niedrigem Metall-
gehalt während der Bestrahlung mit Kathodenstrahlen muß
also mit den d -Zentren, da fast nur solche vorhanden sind, in
ursächlichem Zusammenhange stehen. Diese sind also die
Emissionszentren des u -Prozesses.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**. S. 665. 1910.

2) H. Kuppenheim, Ann. d. Phys. **70**. 1923.

3) P. Lenard u. W. Hauser, Heidelb. Akad. A. **19**. S. 19. 1913.

Eine Bestätigung erfährt dieser Schluß durch Beobachtungen an Phosphoren mit und ohne *m*-Leuchten. An solchen standen hauptsächlich CaCu-Proben von Hrn. Lenard aus seinen früheren Untersuchungen zur Verfügung. Dabei ergab sich: 1. Phosphore ohne jedes *m*-Leuchten zeigten eine etwas geringere Intensität während der Bestrahlung als solche mit *m*-Leuchten bei ungefähr gleicher Intensität im Nachleuchten, 2. Phosphore mit gutem *m*- und schwachem *d*-Leuchten leuchteten nicht oder kaum heller als solche, die viele *d*-, aber keine *m*-Zentren hatten.

Es ist daher zu schließen, daß neben den *m*- im besonders starken Maße die *d*-Zentren zur Leuchtintensität während der Erregung mit Kathodenstrahlen beitragen. Zugleich folgt daraus, daß die *d*-Zentren fortwährend abklingen und fortwährend neu erregt werden müssen.

Besonderes Verhalten der Phosphore bei hoher Temperatur

Zur Ermittlung des Beitrages der *d*-Zentren zum Leuchten während der Erregung konnte der Vergleich der Leuchtintensität bei gewöhnlicher und hoher Temperatur, wo die *d*-Zentren als zerfallen angenommen werden, dienen. Die Intensitätsmessungen wurden mit Hilfe des Kugelphotometers ausgeführt. Wegen der Lage des Empfindlichkeitsmaximums des Auges wurden ZnSCu α und CaSSm α , verwendet. Erregt wurde mit Kathodenstrahlen und mit Licht verschiedener Wellenlängen. Die Meßergebnisse sind in der folgenden Tab. 8 zusammengefaßt.

Tabelle 8

Verhältnis der Leuchtintensitäten bei gewöhnlicher und hoher Temperatur

| | Erregt mit | 435 $\mu\mu$ | 435—300 $\mu\mu$ | Offene Hg-Lampe | K.-Str. |
|------------------|-------------|--------------|------------------|--------------------|---------|
| ZnSCu α | Int. 18° C | 19,9 | 3,9 | 2,7 | 1,54 |
| | Int. 200° C | | | | |
| CaSSm α_b | Int. 18° C | — | — | 7,68 | 6,53 |
| | Int. 300° C | | | | |

Die Tabelle zeigt, daß das Verhältnis der Leuchtintensitäten bei gewöhnlicher und hoher Temperatur dauernd abnimmt, je größer der Anteil an kurzen Wellen in dem auf dem Phosphor auffallenden Lichte ist. Es wird schließlich nahe

gleich dem bei Kathodenstrahlen unter sonst gleichen Bedingungen gemessenen. Bei ZnSCu_x kann Tilgung nicht die Ursache des beobachteten Ganges des Intensitätsverhältnisses beim Hinzukommen von kürzeren Wellenlängen zum erregenden Lichte sein, da die Hg-Linien in oder sehr nahe bei den d -Maxima dieser Bande liegen.¹⁾

ZnSCu_x hatte sehr starkes m -Leuchten. Da die m -Zentren immer proportional der auffallenden Lichtintensität erregt werden, müßte der bei hoher Temperatur infolge Zerfalls hervorgerufene Ausfall von d -Zentren durch stärkere Erregung des m -Leuchtens kompensiert werden, so daß nahe Gleichheit des Intensitätsverhältnisses bei gewöhnlicher und hoher Temperatur für alle Wellenlängen zu erwarten wäre.

Das statt dessen beim Hinzukommen von kurzen Wellenlängen zur erregenden Intensität beobachtete relativ stärkere Wachsen der Leuchtintensität bei hoher Temperatur gegenüber dem bei gewöhnlicher Temperatur könnte vielleicht so erklärt werden, daß bei hoher Temperatur die d -Zentren für die Erregung mit langwelligem Licht zwar funktionsunfähig geworden sind, daß sie aber durch kurzwelliges Licht und durch Kathodenstrahlen bei hoher Temperatur doch noch zum u -Leuchten erregt werden können, mit kürzerer Dauer als bei gewöhnlicher Temperatur.

d) Tilgung mit Lichtemission bei Kathodenstrahlen

Die nicht auslöschungsfreie Erregung durch Kathodenstrahlen, das Fehlen jeder meßbaren Ausleuchtung, sowie die gleichen Wirkungen von kurzwelligem Licht und von Kathodenstrahlen, wobei im Falle der Bestrahlung mit Licht lichtelektrische Kathodenstrahlen geringer Geschwindigkeit als Ursache anzunehmen sind, führen mit Hilfe der Vorstellungen Hrn. Lenards zum Schlusse auf Tilgung bei Erregung der Phosphore mit Kathodenstrahlen. Daß es nicht Tilgung im gewöhnlichen Sinne der lichtlosen Rückkehr von Elektronen sein kann, lehrt schon der bloße Anblick des prächtigen Leuchtens während der Bestrahlung. Dieses wird hervorgerufen durch die Gesamtheit aller von außen in den Phosphor gelangenden und der darin freigemachten Kathodenstrahlen. Das Gesamtleuchten während der Erregung setzt sich zusammen aus dem m -Leuchten, dem

1) R. Tomaschek, Ann. d. Phys. 65. S. 201. 1921.

gewöhnlichen Abklingungsleuchten der d -Zentren und der im u -Prozeß stattfindenden leuchtenden Tilgung der d -Zentren (vgl. 5₂ a). Daß letzterer Vorgang — leuchtende Tilgung der d -Zentren — unter Umständen den Hauptanteil des Leuchtens während der Erregung mit Kathodenstrahlen ausmacht, wurde schon geschlossen aus dem Leuchten von Phosphoren mit wenig Metall und solchen mit verschiedenem d - und m -Leuchten.

Außer durch die großen sekundärstrahlenden Querschnitte der Zentren¹⁾ erklären sich damit auch die hohen Ökonomiekoeffizienten des Leuchtens während der Bestrahlung, wie sie von Hrn. Lenard bei der quantitativen Untersuchung der Energieverhältnisse bei der Erregung der Phosphore mit langsamen Kathodenstrahlen gefunden wurden²⁾, trotzdem das Füllmaterial seinem Anteil in Phosphor nach den größten Teil der Kathodenstrahlenergie hätte wegnehmen müssen.

a) *Unmittelbare Wirkung der primären Kathodenstrahlen bei der leuchtenden Tilgung*

Ein unmittelbarer Einfluß der primären Strahlen auf die Tilgung bei Kathodenstrahlen läßt sich leicht abschätzen. Neben Erregung der Zentren, Auslösung von Sekundärstrahlung und Wellenstrahlung können die primären Kathodenstrahlen auch unmittelbar leuchtende Tilgung bewirken bei ihrer Absorption im erregten Emissionskomplex. Doch können dieselben Wirkungen bei $\frac{1}{3}$ Lichtgeschwindigkeit primär auch den Sekundärelektronen zugeschrieben werden, und deren Zahl ist außerordentlich viel größer als die der primären (vgl. β).

Die primären Kathodenstrahlen kommen daher wohl weniger unmittelbar als vielmehr durch ihre Sekundärstrahlerregung im Phosphor zur Wirkung.

β) *Einfluß der sekundären Kathodenstrahlen auf die leuchtende Tilgung*

Für die Wirkung der Sekundärstrahlen ist maßgebend deren Menge und Geschwindigkeit.

Die Menge der sekundären Kathodenstrahlen übertrifft die der primären. Die hier in Betracht kommende volle³⁾ totale Sekundärstrahlung S_0 beträgt z. B. in Luft wohl über 600. Die

1) P. Lenard, Heidelb. Akad. A. 5. S. 38. 1912.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 12. S. 462 ff. 1903. Neuere Messungen von Hrn. W. Ernst im Radiolog. Inst. ergaben kleinere, aber immer noch auffallend hohe Ökonomiekoeffizienten.

3) Vgl. P. Lenard, Ann. d. Phys. 80. S. 207. 1926.

Trägerbildungsspannung liegt bei manchen Gasen im allgemeinen nahe bei 11 Volt. Wesentlich niedriger ist sie bei Stoffen von der Struktur der Phosphore. Für einige Stoffe, die bei der Herstellung von Phosphoren Verwendung finden, liegen Messungen der Trägerbildungsspannung vor. Sie beträgt bei K, Rb, Ba unter 7 Volt¹⁾, für Ca rund 6 Volt, für S rund 5 Volt.²⁾ Kleine Trägerbildungsspannungen für das komplexe Zentrenmolekül zeigen sich bei der Leitfähigkeitsänderung der Phosphore beim Hitzaustreiben.³⁾ Die Geschwindigkeit der Oberflächensekundärstrahlung ist bei den angewandten Primär- geschwindigkeiten bis zu 16 Volt gemessen. Im Inneren der Phosphore ist die Sekundärgeschwindigkeit wegen der Verringerung der Abtrennungsarbeit infolge der durch die Struktur der Phosphore bedingten Auflockerung der Atomfelder allgemein etwas größer anzunehmen.

Bei der zur Auslösung von Lichtemission im sichtbaren Gebiet erforderlichen relativ geringen Energie dürfte wohl der größte Teil der Sekundärstrahlung für die Tilgung mit Lichtemission in Betracht kommen.

e) Ursachen der Nachwirkung des u -Prozesses

Das Auftreten von Nachwirkung beim u -Prozeß ist gemäß der Vorstellung über die leuchtende Tilgung als herrührend zu betrachten von langsamen Kathodenstrahlen, die auch nach Schluß der Bestrahlung noch im Phosphor vorhanden sind. Nachwirkungserscheinungen in mehr oder weniger vollkommenen Dielektriken, wie sie auch die Phosphore darstellen, nach Bestrahlung mit Kathodenstrahlen sind schon öfter beobachtet als Änderung der Leitfähigkeit nach der Bestrahlung. Hierher gehört die Ermüdung von festen Kondensatoren nach längerer Bestrahlung.⁴⁾ Ein besonderer Fall ist von Hrn. Lenard beobachtet. Bei der Untersuchung der aktinodielektrischen Wirkung an Phosphoren zeigten mit Kathodenstrahlen bestrahlte Präparate auch nach der Bestrahlung vergrößerte lichtelektrische Wirkung.⁵⁾ Nach den

1) P. Lenard, „Quantitatives“. S. 153.

2) Mohler, Foote, Stimson, Bur. of Standards 15. 1919.

3) E. Rupp, Ann. d. Phys. 70. S. 403. 1923.

4) A. Becker, Ann. d. Phys. 12. S. 124. 1903; 13. S. 394. 1904; O. Eisenhut, a. a. O.

5) P. Lenard u. Sem Saeland, Ann. d. Phys. 28. S. 488. 1909.

Versuchsbedingungen ist die nächste Erklärung die, daß durch die Bestrahlung mit Kathodenstrahlen Leitfähigkeitsänderung mit Nachdauer hervorgerufen wurde.

Wesentlich für das Vorliegende ist, daß die Leitfähigkeitsänderung und ihre Nachwirkung bei Phosphoren bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen von Elektronen verursacht wird.¹⁾

Für die Nachwirkung der leuchtenden Tilgung ergibt sich folgende Vorstellung. Die von Licht oder Kathodenstrahlen freigemachten Elektronen geringer Geschwindigkeit werden zum Teil im Phosphor in instabiler Weise festgehalten. Dieser Zustand dauert nach der Bestrahlung noch an. Durch die Wärmebewegung werden die lose festgehaltenen Elektronen abgetrennt. Sie können dann bei genügender Geschwindigkeit erregte Zentren, auf welche sie treffen, leuchtend tilgen.

Bei tiefer Temperatur ist zunächst ein längeres Festgehaltensein der Elektronen zu erwarten wegen der geringeren Wärmebewegung, wie es auch den Beobachtungen entspricht. Andererseits muß auch die Intensität der Nachwirkung eine größere sein, weil die Wahrscheinlichkeit, daß ein erregtes Zentrum von einem Elektron getroffen wird, bei tiefer Temperatur größer ist, da infolge der Vergrößerung der Zentren dauern in der Kälte nach voller Erregung mehr erregte Zentren vorhanden sind als bei Zimmertemperatur.

6. Chemische Beständigkeit der Phosphorzentren

Gelegentlich der Versuche über den Nachweis von Erdalkalioxyd in Sulfidphosphoren wurde versucht, das Oxyd durch vorsichtige Behandlung des Phosphors mit Wasser zu zerstören. Obwohl dabei immer Schwefelwasserstoff entwickelt wurde, leuchteten so behandelte Proben nicht merklich schlechter als vorher. Daher wurde noch weiter gegangen, der Phosphor wurde 3 Min. lang in Wasser gekocht. Danach wurde filtriert und der Phosphor auf dem Filter auf einer Asbestplatte mit untergestellter Flamme getrocknet. Diese Behandlung konnte CaSBi α -Phosphor viermal, CaOBi α -Phosphor zweimal vertragen bis zur Vernichtung des Nachleuchtens.

Diese große chemische Beständigkeit der Phosphore dürfte ihren Grund in der Zentrenkonstitution haben. Der Einfluß der Größe auf die Zerstörbarkeit der Zentren wurde etwas

1) E. Rupp, Ann. d. Phys. 73. S. 127. 1923.

näher untersucht durch die Vergleichung der Zentrenverteilung auf die verschiedenen Größen vor und nach dem Zerstören. Da die Dauer parallel geht mit der Größe der Zentren bei festgehaltener Phosphortemperatur, konnte dies leicht geschehen durch die Aufnahme der entsprechenden Abklingungskurven. Zur Zerstörung wurde der Phosphor in Wasser mit 1—2 Proz. konzentrierter Salpetersäure gekocht, wobei starke Schwefelwasserstoffentwicklung auftrat. Danach wurde filtriert und wie oben erwähnt getrocknet. Die Abklingung vom voll erregten Zustand aus vor und nach dem Zerstören ist für einen Phosphor in der Tab. 9 angegeben. Erregt wurde mit der offenen Hg-Lampe.

Tabelle 9
Chemische Beständigkeit der Zentren verschiedener Größe
CaSbI α 1,0-n.

| Zeit nach Erregung | Lichtsumme des Phosphors unzerstört | Phosphors zerstört | Lichts.-Verhältnis zerstört/unzerstört |
|-----------------------|--|-----------------------|---|
| 10 Sek. | 239 | 197 | 0,82 |
| 10 Min. | 131 | 117 | 0,89 |

In der 4. Spalte der Tabelle ist das Verhältnis der relativen Zentrenzahlen nach und vor dem Zerstören angegeben. Dies wird für die großen Zentren (lange Abklingungszeit) größer. Daraus ist zu schließen, daß die großen Zentren chemisch beständiger sind als die kleinen. Die Temperaturbeständigkeit der Zentren zeigt das gleiche Verhalten.¹⁾ Eine weitere Verfolgung des hier Gefundenen lag nicht in der Absicht der vorliegenden Arbeit.

7. Zusammenfassung und Schluß

In der vorliegenden Arbeit wurde die Phosphoreszenz erregung durch mittelschnelle Kathodenstrahlen näher untersucht.

Die Beobachtung der Emission der Phosphore zeigte, daß durch Kathodenstrahlen keine neuen Banden erregt werden; dagegen sind die relativen Intensitäten der Banden bei Erregung mit Kathodenstrahlen oft sehr verschieden gegenüber der Erregung mit Licht. Die Lage der Banden ist die gleiche bei Erregung mit Licht und mit Kathodenstrahlen. Beides ist in Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen Hrn.

1) H. Kuppenheim, a. a. O.

Lenards. Auch das Temperaturverhalten der Dauer- und Hitzebanden ist dasselbe. Dagegen speichern Kältebanden bei Kathodenstrahlen und bei kurzwelligem Licht bei gewöhnlicher Temperatur, also *im oberen Momentanzustand noch auf*. Als notwendig für dieses neuartige Verhalten wird eine große Anfangsgeschwindigkeit des Elektrons beim Verlassen des Metallatoms angesehen. Aus dem hier gefundenen Verhalten der Kältebanden ist zu schließen, daß *d*-Zentren, deren oberer *m*-Zustand bei nicht allzu hoher Temperatur liegt, in diesem Zustand nicht ohne weiteres als zerfallen angesehen werden dürfen, sie brauchen nur ihre Erregungsfähigkeit durch relativ langwelliges Licht verloren zu haben.

Das *m*-Leuchten aller Banden tritt bei Kathodenstrahlen von tiefer bis zu hoher Temperatur auf. Nahe gleichzeitig verschwindet es bei den Sulfidphosphoren erst in der Nähe der Rotglut.

Die quantitative Verfolgung der *durch Kathodenstrahlen an CaSBi α erregten Lichtsumme* ergab diese *kleiner als die mit Licht erregte*. Es wurde eingehend gezeigt, daß der Fehlbetrag an Kathodenstrahllichtsumme nicht Auslöschungswirkung des Eigenlichtes als Ursache hat, indem die Wirkung von im Phosphor selbst erzeugtem Licht und der Einfluß äußerer Bestrahlung des Phosphors mit Licht auf die Kathodenstrahllichtsumme untersucht wurde. Dabei wurde beträchtliche Selbsterregung durch das Eigenlicht des Phosphors während der Kathodenbestrahlung und merkbare Erregung durch das Leuchten der Luft vor dem Al-Fenster gefunden.

Weiter wird gezeigt, daß bei den benutzten Kathodenstrahlintensitäten keine Erhöhung der Gesamttemperatur des Phosphors auftrat, die den Lichtsummenfehlbetrag durch teilweises Hitze austreiben des Phosphors hätte erklären können.

Als Ursache einer früheren, unserem Ergebnis scheinbar entgegenstehenden Beobachtung, wonach Kathodenstrahlen die maximale Lichtsumme erregen würden, wurde Gehalt an Oxyd im Sulfidphosphor erkannt.

Die bei der Erregung der Phosphore mit Kathodenstrahlen auftretende Auslöschung von Lichtsumme mußte unmittelbar den Kathodenstrahlen zugeschrieben werden.

Durch ein optisches Verfahren wird die Zentrentemperatur während der Kathodenbestrahlung gemessen und als unverändert gefunden. Die Auslöschung durch Kathodenstrahlen

besteht nicht in Ausleuchtung. Zum gleichen Ergebnis führt der Vergleich der Energie der benutzten Kathodenstrahlen mit der für die Ausleuchtung durch Licht notwendigen. Die *Auslöschung durch Kathodenstrahlen* ist als *Tilgung* anzusehen.

Der von Hrn. Lenard bei Licht und bei Kathodenstrahlen gefundene *u*-Prozeß wurde in Parallelversuchen mit Kathodenstrahlen und mit kurzwelligem Licht weiter verfolgt mit dem Resultat der völligen Gleichheit des durch kurzwelliges Licht und durch Kathodenstrahlen erregten kurzen Leuchtens der Phosphore. Der *u*-Prozeß zeigte sich dabei in seiner Dauer und Intensität temperaturabhängig.

Weitere Beobachtungen über den *u*-Prozeß an Phosphoren mit verschieden starkem *m*-Leuchten führten zur Sicherstellung der *Identität der d- und u-Zentren*, die schon früher von Hrn. Lenard aus dem gleichen Temperaturverhalten vermutet worden war.

Der *u*-Prozeß spielt sich also an den *d*-Zentren ab und besteht in deren fortwährender Erregung und Abklingung. Er entspricht seinem Wesen nach der gemäß den Vorstellungen Hrn. Lenards zu erwartenden *Tilgung mit Lichtemission*, die dann auftritt, wenn ein durch die Bestrahlung aus irgendeinem Teil des Phosphormaterials ausgelöstes Elektron mit genügender Energie einen erregten Emissionskomplex trifft. Ihr Ergebnis ist der beobachtete Fehlbetrag von Kathodenstrahllichtsumme wegen der schnell abklingenden und daher nicht mitzumessenden *u*-Emission.

Leuchtende *Tilgung* findet auch statt bei der Bestrahlung der Phosphore mit kurzwelligem Licht.

Das Auftreten von *Tilgung*, in der Hauptsache von sekundären Kathodenstrahlen verursacht, gestattet eine zwanglose Erklärung aller bei der Erregung der Phosphore mit Kathodenstrahlen gemachten Beobachtungen:

Kathodenstrahlen können bei Sulfidphosphoren keine maximale Lichtsumme erregen, da infolge der leuchtenden *Tilgung* ein Teil der Zentren am Schlusse der Bestrahlung schon abgeklungen ist.¹⁾

Das Lichtsummenverhältnis L_k/L_d muß unabhängig sein von der Temperatur des Phosphors während der Bestrahlung,

1) Ob bei Oxydphosphoren maximale Erregung eintritt, wäre noch genauer zu untersuchen.

da die Sekundärstrahlung, die Hauptursache der Tilgung durch Kathodenstrahlen, temperaturunabhängig ist.

Die Menge und die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen kann von Präparat zu Präparat je nach der Herstellungsweise verschieden sein. Damit erklärt sich die Schwankung des Verhältnisses L_k/L_1 zwischen 0,74 und 0,85 für CaSBi_2 . Das Verhältnis L_k/L_1 ist nicht abhängig von der Intensität der Kathodenstrahlen. Die Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärstrahlung, die hauptsächlich den Wert von L_k/L_1 bedingt, ist in der Tat keine Funktion der Primärintensität. Erregung und Tilgung stehen immer im selben Verhältnis zueinander.

Die Konstanz des Lichtsummenverhältnisses L_k/L_1 für alle Zentrengrößen besagt, daß immer derselbe Bruchteil der verschiedenen Zentrengrößen leuchtend getilgt wird.

Bei hoher Temperatur zeigen Phosphore ein ganz besonderes Verhalten bei ihrer Bestrahlung mit Licht verschiedener Wellenlängen, indem mit abnehmender Wellenlänge des erregenden Lichtes dieses Verhältnis dem unter sonst gleichen Bedingungen für die Erregung mit Kathodenstrahlen gemessenen sich nähert.

Der mittlere Einfluß der primären und sekundären Kathodenstrahlen auf die leuchtende Tilgung wird erörtert. Die Temperaturabhängigkeit der Dauer und Intensität des u -Prozesses läßt sich aus dem Wesen der leuchtenden Tilgung erklären.

Die gefundene leuchtende Tilgung bei Kathodenstrahlen und bei kurzwelligem Licht bildet eine Bestätigung der Grundanschauung über den Vorgang der Lichtemission und der lichtelektrischen Auffassung der kurzwelligen Tilgung.

Als Nebenresultat der vorliegenden Arbeit ergibt sich eine auffallend große chemische Beständigkeit der Phosphorzentren, die von deren Größe abhängt.

Für die Anregung zur vorliegenden Arbeit, für das stete Interesse und die mannigfachen Ratschläge bei deren Durchführung möchte ich auch an dieser Stelle Hrn. Geh. Rat Prof. Dr. P. Lenard meinen herzlichsten Dank aussprechen. Weiter danke ich den Herren Privatdozenten Dr. R. Tomaschek und Dr. E. Rupp, die mir mit ihrem Rate jederzeit zur Verfügung standen.

(Eingegangen 12. Mai 1926)

2. Registrierbeobachtungen der Höhenstrahlung im Meeresniveau; von G. Hoffmann

In einer Reihe von Schritten¹⁾ habe ich eine Spezialapparatur entwickelt, mit der es gelingt, schwache Ionisationen mit einer gegen das übliche Verfahren erheblich gesteigerten Genauigkeit zu messen. In dem Streben bei Untersuchung schwach radioaktiver Substanzen den Reststrom des Ionisationsraumes möglichst zu reduzieren und von äußeren Einflüssen unabhängig zu machen, umgab ich das Ionisationsgefäß mit einem zunächst nur 3 cm starken Bleipanzern. Die überraschend starke Wirkung dieses Panzers, die anzeigte, daß ein sehr wesentlicher Teil der gleichförmigen $\beta\gamma$ -Ionisation durch äußere Strahlung bedingt war, führte dazu, die Apparatur auf die Probleme der durchdringenden Strahlung anzuwenden. Über Messungen mit einem 12 cm Bleipanzern wurde im Januar vergangenen Jahres berichtet.²⁾ Die Untersuchungen wurden weiter ausgedehnt bis zu Panzerungen mit 32 cm Blei; über die hiermit erzielten Ergebnisse wurde ein vorläufiger Bericht auf der Danziger Physikertagung gegeben.³⁾ Ich habe seitdem die Zahl der Beobachtungen erheblich vergrößert und besonders auch die Messung der Absorption der Radiumstrahlung innerhalb des Bleipanzers, deren genaue Kenntnis für die Frage der Herkunft der Strahlung von grundlegender Bedeutung ist, zu Ende geführt.

Der Versuch, durch die besondere hier angewandte Methode für die Lösung der Probleme der durchdringenden Strahlung möglichst exakte experimentelle Grundlagen zu schaffen, wird gleichzeitig eine Prüfung, wie weit es auf dem eingeschlagenen

1) G. Hoffmann, Ann. d. Phys. 62. S. 738. 1920; Ztschr. f. Phys. 7. S. 254. 1921; Phys. Ztschr. 24. S. 475. 1923; Ztschr. f. Phys. 25. S. 177. 1924.

2) G. Hoffmann, Phys. Ztschr. 26. 40. 1925.

3) G. Hoffmann, Phys. Ztschr. 26. 669, 1925.

Wege bisher gelungen ist, in der Messung kleinster Ströme und schwächster Ionisationen vorwärts zu kommen, eine Aufgabe, die für die Fortschritte auf verschiedensten Gebieten der Physik von Bedeutung ist. Bei diesen Problemen der Mikroelektrometrie hat sich herausgestellt, daß sich die Aufgabe der Messung kleiner Elektrizitätsmengen und ihrer Änderung, wenn die in Frage kommenden Leiter völlig im Vakuum liegen und die Isolatoren durch ein Kompensationsverfahren vor jeder stärkeren Beanspruchung bewahrt bleiben, mit einer sehr erheblichen Meßgenauigkeit durchführen läßt. Bei der Messung schwächster Ionisationen dagegen, einem Problem, daß namentlich auch für die Röntgenphysik wichtig ist, bleibt eine merkwürdige Schwankung übrig, deren Herkunft noch weiter aufzuklären bleibt. Immerhin kann auch hier eine nicht unbeträchtliche Ausdehnung des Meßbereiches erzielt werden.

Im praktischen Fall wird man stets zur Prüfung und Eichung der ganzen Apparatur von der evakuierten Anordnung ausgehen und dann erst zu Ionisationsmessungen fortschreiten. Entsprechend stelle ich daher einen Abschnitt über die elektrometrische Messung schwacher elektrischer Ströme im Vakuum voran. Daraus ergibt sich dann leicht die Anwendung auf das spezielle Höhenstrahlungsproblem.

I. Ströme im Vakuum

1. *Allgemeiner Aufbau.* In der Schaltskizze Fig. 1 sind die wesentlichen Apparaturteile schematisch zusammengestellt. Der Beobachtungsraum I ist mit dem Elektrometerraum III durch das Zwischenstück II verbunden. I ist so gezeichnet, wie es der Messung für Höhenstrahlung entspricht. Die 3 Räume sind gegeneinander luftdicht abgeschlossen. Das Elektrometer (III) ist so abgedichtet, daß ein gutes Vakuum tagelang praktisch konstant ist. Das Zwischenstück II ist aus kurzen dicken Messingrohrstücken aufgebaut unter Zwischenschaltung von Gummischeiben; auf diese Weise besitzt I eine gewisse Beweglichkeit gegen III, was bei dem großen und schweren Metallkörper von I aus mechanischen Gründen unbedingt erforderlich ist.

In II ist eine Schraubverbindung angeordnet, mit der die zentrale Auffangelektrode in I mit dem Elektrometer elektrisch

vereinigt wird. Diese Verbindung wird nach dem Zusammen-
setzen der Apparatur durch eine seitliche, luftdicht verschließ-
bare Öffnung in der Hülle von II betätigt. Das Vakuum in
II wurde während der Messungen durch eine ständig langsam
rotierende Gaede-Quecksilberpumpe aufrecht erhalten. Dabei
war zwischen Pumpe und II ein Wattefilter vorgeschaltet zum
Abfangen von Ionen aus der Pumpe.

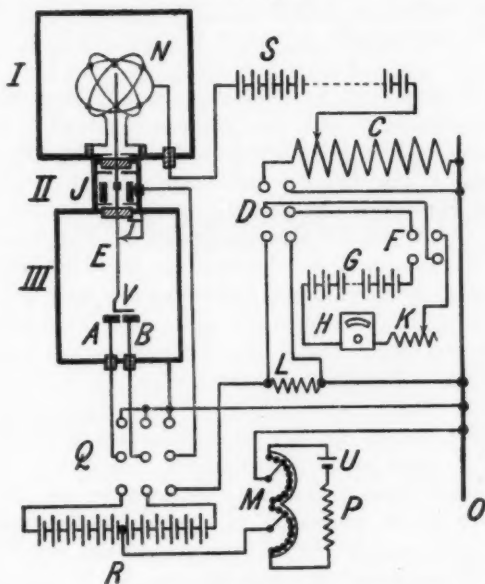


Fig. 1

2. *Elektrische Anordnung.* In Ruhestellung liegen die Duanten A, B des Elektrometers (vgl. Fig. 1) über die dreipolige Quecksilberwippe Q auf O -Potential. Durch eine (nicht gezeichnete) elektromagnetische Druckknopfsteuerung wird vom Beobachtungsplatz aus der in das Elektrometer eingebaute Erdungskontakt T gelöst und mit dem gleichen Stromstoß die etwas träger umschlagende Wippe Q in Arbeitsstellung gebracht. A und B sind dann mit der aus Cadmium-Normalelementen bestehenden Batterie R verbunden. Ein Stromstoß in entgegengesetzter Richtung würde wieder Ruhestellung herbei-

führen. Das Potential von R gegen Erde ist durch M , U , P in Abstufung von 0,01 Volt einstellbar [M Zwei-Dekaden-kurbelwiderstand (11000 Ohm), U Dauerstromakkumulator¹⁾, P 10000 Ohm]. M wird so einreguliert, daß in Arbeitsstellung zu Beginn der Messung das Elektrometer sich an passender Stelle der Skala einstellt, ferner kann durch Weiterschaltung von M das Instrument in die Nähe der Ausgangslage zurückgebracht werden, wenn Ladungen übergegangen sind, ohne daß das Instrument geerdet zu werden braucht. (1. Kompensationsvorrichtung).

Im Raume I ist das Potential von N durch die Akkumulatorenbatterie S und den Walzenwiderstand C bestimmt. C wird von Batterie G (gleiche Akkumulatorentype wie U) über Umschalter F und Wippe D mit Strom versorgt. Dieser Strom ist genau einstellbar und meßbar durch Drei-Dekaden-Widerstand K und Präzisionsmilliamperemeter H . Der Walzenwiderstand C wurde speziell zur Verwendung mit dem Elektrometer konstruiert. Auf eine große Serpentinwalze sind in 100 Windungen 60 m Draht aufgebracht mit einem Gesamtwiderstand von etwa 300 Ohm. Die Walze in Kugellagerung kann durch ein Uhrwerk in Bewegung gesetzt werden mit einer Geschwindigkeit von etwa 1 Umdrehung in einer Viertelstunde. Besondere Sorgfalt ist auf die Ausbildung des Schleifkontaktes verwandt. Zwei mit Platin-Iridium-Endstücken versehene Tombakfedern legen sich dicht hintereinander auf den Draht. Diese sind isoliert eingesetzt in eine kleine Metallplatte, die sich einerseits auf die Federn, andererseits mit zwei Schneiden auf zwei Schraubspindeln stützt, die von der Walzenachse mit Zahnradübertragung so gedreht werden, daß eine ganz stoßfreie Kontaktführung unter gleichmäßigem Druck — allein durch die Schwere der Metallplatte bedingt — erreicht wird. Bei Sauberhaltung unter Verwendung von Petroleum hat dieser Walzenwiderstand nie zu Störungen Veranlassung gegeben. Ist der Kapazitätskoeffizient von N gegen die Auffangelektrode gemessen, so kann man entweder durch ruckweises Vordrehen

1) Type Accomet II der Akkumulatoren-Fbr.-A.-G. Abt. Varta, Berlin, die im Eisenbahnbetriebe für Ruhestromanlagen verwandt wird. Kapazität 40 Amp.-St.; max. Strom 0,5 Ampere. Bedarf nur halbjährlicher Aufladung.

der Walze bestimmte Ladungen, oder durch gleichmäßiges Vordrehen mit Uhrwerk bestimmte Ströme influenzieren.¹⁾

(2. Kompensationsvorrichtung).

Durch Umlegen der Wippe D kann aber G über H, K, F auch den Widerstand L (1—10 Ohm) mit Strom versorgen. Es entsteht dann über Wippe Q am Influenzierungsring J eine genau abgegliche Spannung, durch die ebenfalls Ladungen erzeugt oder kompensiert werden können. (3. Kompensationsvorrichtung).

Unter diesen drei Kompensationsvorrichtungen ist 1. insofern keine exakte Nullmethode, als bei Zurückbringen des Elektrometers in die Ausgangslage durch passende Regulierung von M zwar die Potentialdifferenzen von A und B gegen das Elektrometersystem F wieder die ursprünglichen Werte annehmen, F selbst aber einen anderen Wert beibehält, so daß die Isolatoren mit Spannung belastet bleiben. Die Vorrichtung ist aber erforderlich zur Einregulierung der Ausgangslage des Elektrometers, wie oben bemerkt.

Von den beiden Kompensationsvorrichtungen 2 und 3, die ihrem Wesen nach ganz identisch sind, ist 3 mit der Benutzung des Influenzierungsringes J auch in früheren Arbeiten²⁾ zur Eichung der Apparatur auf Ladungen verwandt worden. Daher könnte 2 überflüssig erscheinen. Der Kapazitätskoeffizient von J gegen die Mittelelektrode ist aber mit Absicht relativ klein gehalten, um nicht unnötige Kapazitäten in die Anordnung zu bringen. Ist nun, durch die übrige Versuchsanordnung bedingt, ein anderer influenzierungsfähiger Körper vorhanden, — in unserem Falle N —, der einen größeren Kapazitätskoeffizienten besitzt, so ist es zweckmäßiger, diesen zu verwenden, um mit möglichst geringer Spannung möglichst viel Ladung kompensieren zu können. Die Faktoren der einzelnen Kompensationsvorrichtungen gegeneinander lassen sich in leicht ersichtlicher Weise mit jeder gewünschten Genauigkeit — auf Promille genau — bestimmen.

1) Diese Anordnung ist die technisch weiter entwickelte Form einer Methode, auf deren prinzipielle Bedeutung für die Elektrostatik F. Harms mit Nachdruck verwiesen hat. F. Harms, Elster-Geitel-Festschrift 1915. Anhang.

2) G. Hoffmann, Phys. Ztschr. 15. S. 360. 1914; Elster-Geitel-Festschrift, 435. 1915.

Mißt man die Kapazität in cm, die Spannungen in Millivolt mV, so erhält man die Ladung zunächst in mVcm [$1 \text{ mVcm} = 6984 = \text{rund } 7000 \text{ EQ.}$ (elektrische Elementarquanten)]. Beim Übergang zu einheitlichem Maßsystem ist die Kapazität zu rechnen in $\mu\mu\text{F}$ ($1 \mu\mu\text{F} = 0,9 \text{ cm}$) und $1 \text{ mV}\mu\mu\text{F} = 10^{-15} \text{ Coulomb} = 6285 \text{ EQ.}$

3. *Kontrollmessungen.* Sind die notwendigen Bedingungen in der Apparatur erfüllt, saubere und sichere Kontakte, ausgeruhte Akkumulatoren und Normalelemente, gute Temperaturkonstanz innerhalb weniger Zehntel Grade, ladungs- und nachwirkungsfreie Isolatoren, so zeigt das Instrument bei gut evakuierter Anordnung nach Aufhebung der Erdung T und Anlegen der Spannung über die Wippe Q in der ersten Viertelstunde einen etwas stärkeren Gang, der dann in einen stundenlang sehr gleichförmigen Gang von wenigen mm im Lauf eines Tages übergeht. Dieser Gang ist auf langsam abklingende Nachwirkung im Bernstein zurückzuführen und auch der anfänglich stärkere Gang ist durch die Isolatoren bedingt. Da die Spannungen durch die Wippe Q nicht absolut gleichzeitig angelegt werden, so werden, wenn auch nur für Bruchteile von Sekunden, einige Millionen EQ. auf der Mittelelektrode vorhanden sein und entsprechend dann einige Tausend EQ. Nachwirkung sich ausgleichen. Ferner ist aber auch Konstanz der Vakua erforderlich für Instrumentruhe. Läßt z.B. in II das Vakuum einige Millimeter nach, und wird dann durch Betrieb der Pumpe das Vakuum wieder hergestellt, so zeigt sich eine deutliche hin- und wieder zurückgehende Bewegung des Elektrometers. Dieser Effekt bedarf noch näherer Untersuchung. Es handelt sich wahrscheinlich um chemische Reaktionen zwischen Gas und Metalloberfläche, die das Elektronengleichgewicht beeinflussen.

Der Walzenwiderstand (C) wurde mit einem Präzisionswiderstandsatz verglichen, der Widerstand pro Umdrehung (U) erwies sich innerhalb der Ablesegenauigkeit von $\frac{1}{400} U$ als konstant = $3,010 \text{ Ohm}$.

Zur Untersuchung der Elektrometerempfindlichkeit in verschiedenen Teilen der Skala wurden zusammengehörige Stellungen von Walzenwiderstand und Elektrometereinstellung aufgenommen. Das Elektrometer war bei diesen Messungen

isoliert und durch Influenz über N durch Bewegung von C beeinflusst. (I evakuiert). Der Widerstand C war hierbei mit 25,0 mA belastet. Skalenabstand 1850 mm. Hilfsspannung $AB = 14$ Normalelemente. So ergab sich

Tabelle 1

| | | | | | | |
|--|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Stellung des Walzenwiderstandes | 94,00 | 95,00 | 96,00 | 97,00 | 98,00 | 99,00 |
| Elektrometereinstellung S in mm | 39,0 | 105,7 | 168,5 | 230,2 | 291,0 | 351,0 |
| Für 1 Umdrehung (U) ΔS . . | 66,7 | 62,8 | 61,7 | 60,8 | 60,0 | |

Der für die Registrierungen später benutzte Skalenabschnitt von $S = 100$ bis 300 zeigt nur geringe Abweichung von der Linearität. Die Bestimmung der Empfindlichkeit gab folgende Werte:

30,0 mA mit abwechselnder Stromrichtung an L angelegt ($L = 5,00$ Ohm) gaben influenzierend über J folgende Einstellungen:

Tabelle 2

| J | S | | | U | ΔS |
|-----|-------|-------|--------|-------|------------|
| | 1 | 2 | Mittel | | |
| 0 | 230,0 | 230,2 | 230,1 | 97,00 | |
| - | 162,2 | 162,3 | 162,25 | 95,89 | 1,105 |
| 0 | 230,1 | 230,0 | 230,05 | 96,99 | |
| + | 297,5 | 297,2 | 297,35 | 98,10 | 1,105 |
| 0 | 230,2 | 230,1 | 230,15 | 97,00 | |

(Erste Spalte: Stromrichtung, die drei nächsten Spalten: zwei unmittelbar aufeinanderfolgende Meßreihen und die Mittelwerte, fünfte Spalte: die zugehörigen U -Werte entsprechend der vorangegangenen Eichung.)

Die letzte Spalte — Differenz der U -Werte — zeigt die Exaktheit, mit der sich Influenzierungsmessungen im Vakuum ausführen lassen.

Die Empfindlichkeiten berechnen sich dann wie folgt:

Die über L an J influenzierend wirkenden 150 mV ergeben, weil der Kapazitätsfaktor des Influenzierungsrings entsprechend früheren Messungen zu $0,523 \mu\text{F}$ bestimmt war, eine influenzierte Elektrizitätsmenge von

$$150 \text{ mV} \cdot 0,523 \mu\text{F} = 78,5 \cdot 10^{-15} \text{ Coulomb} = 493000 \text{ EQ.}$$

Dieser Elektrizitätsmenge entsprechen 1,105 U bei 25,0 mA

Walzenstrom und wir erhalten für die Walzenwiderstandskonstante:

$$1 U, 1 \text{ mA entspricht } 17850 \text{ EQ.}$$

Der Kapazitätskoeffizient von N berechnet sich zu $0,937 \mu\text{F}$.

Wurde die Walze von dem angebrachten Uhrwerk gedreht, dessen Antriebsgeschwindigkeit $0,001043 U/\text{sec}$ war, so influenzierte ein Walzenstrom von 1 mA einen Strom von $18,60 \text{ EQ./sec}$.

Aus den mitgeteilten Zahlen berechnet sich ferner mittlere Elektrometerempfindlichkeit in dem benutzten Bereich

$$1 \text{ mm} = 7175 \text{ EQ.};$$

ein Gang von 1 mm/Min. entspricht $119,5 \text{ EQ./sec}$.

Um ein Bild von der Genauigkeit zu geben, die mit der eben beschriebenen Meßanordnung bei der Beobachtung von kleinen Strömen im Vakuum erzielt werden kann, sei folgende Meßreihe mitgeteilt.

Raum I und II über Wattefilter an dauernd rotierende Gaede-Quecksilberpumpe angeschlossen. $10^h 15'$ Elektrometer an Spannung gelegt. Walze C mit $3,0 \text{ mA}$ belastet und durch Uhrwerk gedreht. Registrierung der Elektrometerbewegung in üblicher Weise. Die Ausmessung des Kurvenblattes ergab folgende Werte:

Tabelle 3

| t | S | U | ΔU | EQ./sec |
|---------|-------|--------|------------|---------|
| 11^h | 196,8 | 95,495 | | |
| 12^h | 166,3 | 95,965 | 0,470 | 58,3 |
| 1^h | 194,4 | 96,421 | 0,456 | 56,5 |
| 2^h | 222,8 | 96,880 | 0,459 | 56,9 |
| 3^h | 250,0 | 97,325 | 0,455 | 56,4 |
| $[3^h]$ | 149,4 | 95,696 | | |
| 4^h | 177,5 | 96,146 | 0,450 | 55,8 |
| 5^h | 205,1 | 96,593 | 0,447 | 55,4 |
| 6^h | 232,5 | 97,038 | 0,445 | 55,2 |
| 7^h | 259,8 | 97,486 | 0,448 | 55,6 |

Die Breite der Lichtmarke beträgt etwa 1 mm , der Intensitätsabfall an den Seiten ist aber so plötzlich, daß es bei Markierung mit scharfem Bleistift leicht gelingt, die Position auf $0,1 \text{ mm}$ genau festzulegen. Durch Mittelwertbildung mit Bleistiftmarkierung gelingt es auch leicht, die durch Erschütterungen bedingten Schwankungen der Position, die bis $\frac{1}{2} \text{ mm}$ Abweichung gehen können, auszugleichen. Aus den zu

vollen Stundenzahlen gehörigen S -Werten in der Tab. 3 sind die zugehörigen U -Werte nach der in Tab. 1 mitgeteilten Eichung umgerechnet, und aus den Stundendifferenzen ΔU sind in der letzten Spalte die Stromwerte im Stundenmittel angegeben. Die Temperatur fiel in der Registrierzeit von 11^h morgens 6,00° im Lauf der ersten Stunde auf 5,90°, sank dann gleichmäßig weiter und erreichte abends 7^h den Wert 5,85°. Der Raum war ungeheizt und wurde nur möglichst kurze Zeit zur Kontrolle betreten. Der Gang des Uhrwerkes zum Antrieb der Walze war innerhalb $\frac{1}{4}$ Proz. konstant. An N lag eine Spannung von 30 Volt. Um 3^h wurde durch Anlegen einer geeigneten kleinen Spannung an J die Lichtmarke um etwa 100 Skalenteile zurückgeschoben. Die EQ./sec Zahlen zeigen einen anfangs stärker, dann langsamer abfallenden, schließlich ziemlich gleichförmigen Strom. Der anfangs stärkere Abfall zeigt das Abklingen von Nachwirkungserscheinungen vom Anlegen der Spannung an das Instrument. Später ist aber die Abweichung der einzelnen Messungen vom Mittelwert kleiner als 0,6 EQ./sec. Es entspricht 0,6 EQ./sec einem Strom von $1 \cdot 10^{-10}$ Ampere.

II. Ionisationsströme

4. Füllt man bei der im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Apparatur den Raum I mit einem Gas, so erhält man Ionisationsströme, die sich in bekannter Weise in gleichförmige $\beta\gamma$ -Ionisation und α -Stöße trennen lassen. Zur Füllung wird Kohlensäure benutzt, einer Druckbombe entnommen und durch eine Wattevorlage filtriert. Es ist wichtig, zwischen Wattefilter und Raum I möglichst kurzes und sorgfältig gereinigtes Leitungsrohr zu verwenden. Schaltet man überhaupt kein Wattefilter in die Leitung, so erhält man in I einen relativ starken Anfangsstrom, der zu seinem Abklingen über eine Stunde braucht und zeigt, daß viele schwer bewegliche Ionen und Staubteilchen in I hineingebracht sind. Ist das Wattefilter dicht vor das Gefäß geschaltet, so wird dieser Strom fast ganz unterdrückt. Außerdem zeigt sich auch, daß hierdurch die Restaktivität — Zahl der α -Teilchen pro Stunde — im Sinne möglicher Kleinheit günstig beeinflusst wird.

Wird nun eine Dauerregistrierung in Gang gesetzt, so kann durch richtiges Abgleichen eines Kompensationsstromes

in dem vom Uhrwerk gleichmäßig weiter gedrehten Walzenwiderstande C erreicht werden, daß die Apparatur stundenlang keiner Wartung bedarf und der Lichtzeiger innerhalb der Breite des Registrierpapiers (200 mm) bleibt. Die Trommel des Registrierapparates (Trommelumfang etwa 500 mm) wurde von dem gleichen Uhrwerk, das den Walzenwiderstand bewegt, durch Zahnradübertragung in etwa 110 Minuten einmal herumgedreht. Von einem anderen Uhrwerk wurden durch Unterbrechung des Lichtstromes Stundenmarken und Minutenmarken gegeben, letztere zusammengesetzt aus eins, zwei oder drei Einzelmarken, so daß es möglich war, auch wenn die Kurven bei längeren Registrierungen sich mehrfach kreuzten, die zeitliche Zuordnung sicher zu erkennen.

Bei der Verwertung des erhaltenen Kurvenmaterials kann man erstens so verfahren, daß Stücke aus den Linienzügen ausgesucht werden, bei denen möglichst lange Strecken zwischen zwei α -Teilchenionisationen liegen. Aus den Neigungen ist dann unter Berücksichtigung des Kompensationsstromes leicht die Stärke der gleichförmigen Ionisation zu ermitteln. Dieses Verfahren, das bei relativ starken Ionisationen gute Messungen gestattet, gibt bei Präzisionsmessungen sehr schwacher Ionisationen, wie es die Registrierbeobachtungen der durchdringenden Strahlung verlangten, nicht ganz zuverlässige Daten. Die exakt gleichförmige $\beta\gamma$ -Ionisation und die entsprechend exakt gerade Linie der Elektrometerregistrierkurve ist nicht einwandfrei zu konstatieren. Abgesehen von der durch Erschütterungen bedingten allgemeinen Rauigkeit können α -Teilchen, die mit kürzerer Flugstrecke den Ionisationsraum passieren, kleine Ionisationsstöße hervorrufen, die als solche sich nicht mehr deutlich abheben. Eine entsprechende Unsicherheit der Neigungsbestimmung ist die Folge. Außerdem aber zeigen die Kurven gelegentlich über viele Minuten sich hinziehende Störungen. Es sind Ausbuchtungen von zuweilen mehreren Millimetern. Da die im Vakuum aufgenommenen Registrierungen unter sonst identischen Versuchsbedingungen diese Ausbuchtungen nicht zeigen, so kommen äußere Wirkungen für ihre Deutung nicht in Frage. Über lange Zeit sich hinziehende mechanische Schwankungen, Temperatureinflüsse auf Instrument und Spannungsquellen, Vorgänge im

Innern des Isolators können nicht die Ursache sein. Die Störungen treten erst auf, wenn das zu ionisierende Gas wirksam ist. Nun wird die aus einzelnen Ereignissen sich zusammensetzende $\beta\gamma$ -Ionisation eine gewisse Schwankung zeigen. Hierdurch ist auch der Meßgenauigkeit eine gewisse Grenze gesetzt. Man kann aber die so bedingten Abweichungen rechnermäßig abschätzen. Der Effekt muß wesentlich kleiner sein und auch anders aussehen. Es bleibt meiner Meinung nach nur die Erklärung, daß gelegentlich α -Teilchenionisation an der Oberfläche des Bernsteinisolators lokale Ladungsstörungen hervorruft, die sich dann langsam ausgleichen. Hierdurch würde auch das nur seltene und unregelmäßige Eintreten der Erscheinung erklärt sein. Sollte dies der Grund sein, so wird sich durch geeignete Ausgestaltung des Isolators der Effekt herabsetzen lassen.

Um nun trotzdem die Meßresultate möglichst frei von Willkür und möglichst objektiv aus den Kurven gewinnen zu können, habe ich bei der Auswertung der Schlußregistrierungen ein zweites Verfahren eingeschlagen, das aus dem in Tab. 4 mitgeteilten Beispiel ersichtlich ist.

Für Zeiten (t), die um eine Stunde auseinanderliegen, sind aus den Kurven die Elektrometerstellungen „S“ entnommen und die Stundenbewegungen ΔS ermittelt. Die im Laufe der Stunde registrierten α -Stöße, unter Δ eingetragen, sind summiert und ihre Stundensumme ($\Sigma \Delta$) von der beobachteten Bewegung in Abzug gebracht. Der übrigbleibende Rest, in E.Q./sec umgerechnet, ist zu dem Kompensationsstrom hinzu addiert; so sind für die gleichmäßige Ionisation 7 Stundenwerte gewonnen. Die erhaltenen Werte sind zu einem Mittelwert vereinigt, die Schwankung zur Berechnung des mittleren Fehlers des Mittelwerts benutzt. Diese von aller Willkür freie Auswertung der Registrierkurven verwendet das ganze Beobachtungsmaterial in gleichmäßiger Weise. Das Resultat ist auf einige E.Q. pro Sekunde unsicher, was bei der Größe des gemessenen Stromes etwa 1 Proz. ausmacht.

Wie die Schwankung der $\Sigma \Delta$ zeigt, sind die α -Ionisationen in den einzelnen Stunden sehr verschieden; es ist gelegentlich nötig, durch Einschaltung einer Walzendrehung mit der Hand den Lichtzeiger des Elektrometers wieder mehr in die mittlere

Tabelle 4
Registrierung Nr. 319. 19. 4. 26. 12 cm Panzer

| t Zeit | S Elektrometer- Stellung mm | ΔS Bewegung mm | A α -Teilchenionisationen im Lauf der Stunde, Größe in mm | ΣA Summe der Δ α -Teilchen | B $B = \Delta S - \Sigma A$ in mm | B in E.Q./sec | J $J = J_K + B$ | ΔJ |
|-------------|--|------------------------------|---|---|---|-----------------------|----------------------|------------|
| 10^h | 24,5 | +57,5 | $\left\{ \begin{array}{l} 7,5 \ 19,5 \ 2,8 \ 11,2 \ 6,2 \\ 9,8 \ 2,8 \ 10,5 \ 4,1 \end{array} \right\}$ | 9 | -16,9 | -35 | 447 | + 5 |
| 11^h | 82,0 | | $\left\{ \begin{array}{l} 9,0 \ 9,0 \ 10,3 \ 10,7 \\ 7,5 \ 5,8 \ 5,5 \end{array} \right\}$ | 7 | -20,3 | -41 | 441 | - 1 |
| 12^h | 119,5 | +37,5 | $\left\{ \begin{array}{l} 9,8 \ 4,8 \ 12,2 \\ 7,8 \ 6,2 \end{array} \right\}$ | 5 | -25,3 | -52 | 430 | -12 |
| 1^h | 135,0 | +15,5 | $\left\{ \begin{array}{l} 2,7 \ 10,8 \\ 10,2 \end{array} \right\}$ | 3 | -18,2 | -37 | 445 | + 3 |
| 2^h | 80,5 | -54,5 | $\left\{ \begin{array}{l} 2,8 \ 13,2 \ 6,5 \ 10,0 \ 12,2 \\ 9,7 \ 7,0 \ 9,5 \ 3,0 \end{array} \right\}$ | 9 | -14,4 | -29 | 453 | +11 |
| 3^h | 140,0 | +53,5 | $\left\{ \begin{array}{l} 2,0 \ 7,5 \ 4,0 \ 13,5 \\ 3,0 \ 8,8 \ 9,5 \end{array} \right\}$ | 7 | -17,8 | -36 | 446 | + 4 |
| 4^h | 108,0 | -32,0 | $\left\{ \begin{array}{l} 2,0 \ 21,2 \ 7,5 \ 3,0 \\ 10,0 \ 5,5 \ 13,0 \ 4,0 \end{array} \right\}$ | 8 | -23,2 | -47 | 435 | - 7 |
| 5^h | 151,0 | +43,0 | | | | | | |
| Mittelwert: | | | | | | | 442 | |

Kompensationsstrom $J_K = 482$ E.Q./sec Spannung am N : +50 Volt.

Temperatur: Morgens 8,25°, abends 8,35°.

$J = 442 \pm 2,8$ E.Q./sec; mittlerer Fehler des Mittelwerts $\pm 0,64$ Proz.

$J_{\phi} 760$ mm = 338.

$J_{\text{Luft, ccm}} = \frac{338}{1,50 \cdot 225} = 1,000.$

Stellung zu bringen, was bei der mitgeteilten Registrierung zwischen 1^h und 2^h und zwischen 3^h und 4^h geschehen ist.

III. Registrierbeobachtungen der durchdringenden Strahlung

5. *Bleipanzierung.* Es handelt sich um die Untersuchung der gleichförmigen Ionisation in ihrer Abhängigkeit von der Stärke eines um die Ionisationskammer allseitig angeordneten Bleipanzers. Es wurden bis zu 5300 kg Blei verwandt. Das Blei entstammte im wesentlichen dem Altmetallhandel und war keiner Reinigung unterworfen worden. Die Frage eines stärkeren Gehaltes an Ra D, das mit Pb isotopt ist, und einer dadurch bedingten Strahlung von Ra D und Ra E spielt für die vorliegende Verwendung keine Rolle, weil die von diesen Substanzen ausgehenden weichen γ -Strahlen nur in relativ dünnen Bleischichten wirksam sein können. Über den Ra-Gehalt des Bleies wird später berichtet. Die Anlage der Panzerung ist aus der beigefügten schematischen Zeichnung Fig. 2 ersichtlich. Nachdem die große Wirksamkeit der Bleipanzierung als Schutz gegen die zeitlich variable Strahlung der Umgebung erkannt war, wurde nicht nur das Ionisationsgefäß, sondern auch das Elektrometer von einem 12 cm starken Bleipanzer umgeben, welcher nur mit den notwendigen Öffnungen für die isolierten Durchführungen und den Lichtaustritt versehen war. Die inneren Panzerungen des Ionisationsgefäßes bestanden aus speziell gegossenen und auf genaue Form abgedrehten Einzelstücken. Die innerste Panzerung war ungefähr 3 cm stark, mit der nächsten Panzerung wurden 12 cm erreicht und um diesen runden Aufbau konnte dann aus starken Bleiklötzen eine 20 cm starke Außenpanzerung aufgesetzt werden. Zum Aufbau dieser Panzerung wurden exakt gegossene Klötze benutzt $10 \times 10 \times 20$ cm. Die Gußform, mit der je zwei Klötze gegossen werden konnten, war aus sauber zugepaßten 8 mm dicken Messingplatten hergestellt, und gestattete eine sehr exakte Herstellung des Klotzes, so daß beim Zusammenbau nur sehr geringe Fugen auftraten, die noch durch geeignete Versetzung der Fugen möglichst unwirksam gemacht wurden.¹⁾ Die Oberdecke wurde durch starke eiserne

1) Der Publikation des Danziger Vortrages (a. a. O.) sind zwei photographische Wiedergaben dieser Panzerungen beigefügt.

Winkelschienen getragen, für die in den Bleiklötzen beim Guß entsprechende Einbuchtungen vorgesehen waren.

6. *Gang der Messung.* Mit den verschiedenen Panzerungen wurde eine große Zahl von Registrierbeobachtungen der gleichförmigen Ionisation ausgeführt. Es kam vor allem darauf an, möglichst exakt vergleichbare Messungen der kleinen Rest-

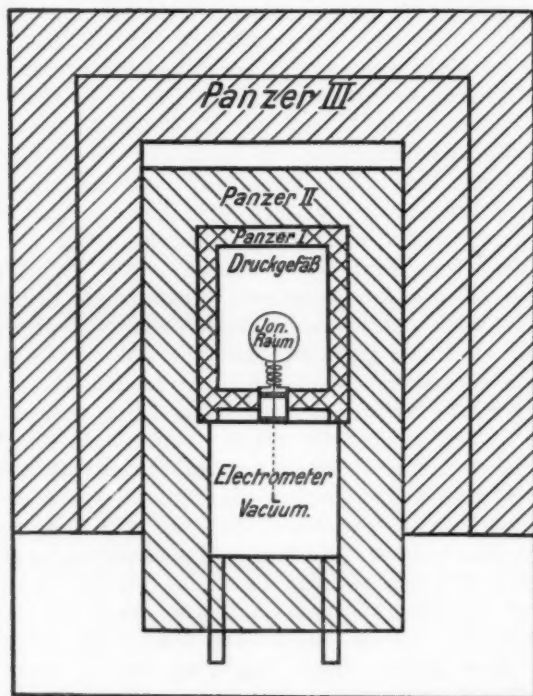


Fig. 2

ionisation bei den starken Panzerungen zu machen. Änderungen der Empfindlichkeit des Elektrometers, die überhaupt gering waren, konnten nicht stören, da stets mit fast vollständiger Kompensation gearbeitet wurde. Dagegen mußte auf thermische und dadurch bedingte elektrische Störungen Rücksicht genommen werden. Der im Sockelgeschoß gelegene Raum wurde nicht geheizt. Änderungen der Bleipanzerung wurden

abends vorgenommen, damit die hierdurch bedingte Störung sich über Nacht ausgleichen konnte. Dann wurde morgens das Ionisationsgefäß evakuiert und nach mehrfacher Spülung mit Kohlensäure bis zu einem Druck von etwa 1000 mm Hg gefüllt, Kompensationsstrom eingestellt und Instrument an Spannung gelegt. Das Zwischenvakuum II blieb an laufender Gaedepumpe.

Nach etwa einer Stunde wurde mit der Registrierung begonnen, die 8—9 Stunden lief. Während dieser Zeit wurde der Raum nur kurz zur Kontrollierung der Anordnung und eventueller Änderung der Kompensation betreten.

7. *Wirkungsgrad des Ionisationsgefäßes.* Um die mit der vorliegenden Apparatur gemessene Größe der Ionisationsströme in Beziehung zu anderweitigen Beobachtungen setzen zu können, mußte die Größe des Ionisationsraumes experimentell bestimmt werden. Bei den Hauptregistrierungen wurde der Ionisationsraum nur begrenzt durch drei zueinander senkrechte Drahtringe (Golddraht, 0,5 mm Durchmesser). Eine Reihe von Registrierungen wurde aber außerdem durchgeführt mit einer Drahtanordnung, bei der durch zugefügte Drahtstücke der Ionisationsraum möglichst als Kugel ausgeschnitten war. In diesem Falle wurde das Volumen als Inhalt einer Kugel berechnet (268 ccm) und aus dem Verhältnis der gleichförmigen Ionisationsströme bei den beiden Drahtanordnungen unter sonst identischen Bedingungen das wirksame Volumen im Falle der Anordnung der drei Drahtringe erschlossen (225 ccm). Diese Anordnung hatte gegen die andere den Vorteil der nur etwa halb so großen Zahl von α -Stößen pro Stunde und wurde deswegen bevorzugt.

Ein Einfluß der an das Drahtnetz angelegten Spannung bei Änderung zwischen 30 und 480 Volt auf die Größe des gleichförmigen Ionisationsstromes wurde nicht gefunden, ebenso war auch kein Einfluß der Spannung auf die Konstanz der gleichförmigen Ionisation sicher konstatierbar. Ich hatte früher beobachtet, daß die schnellere Abscheidung der Ionen bei höheren Spannungen der Exaktheit der Unterscheidung zwischen α -Ionisation und gleichförmigem Gang günstig war, und wandte demgemäß mehrere 100 Volt Netzspannung an. Die später angewandte sorgfältige Reinigung des Gases im

Ionisationsraume von Staub ließ auch mit kleineren Spannungen die gleichen Resultate erzielen.

Einige Registrierungen mit verändertem Gasdruck und Vergleichsmessungen mit Luft und Kohlensäurefüllung zeigten, daß die gleichförmige Ionisation der Gasdichte proportional war, und dementsprechend wurden alle Registrierungen einheitlich auf Luft von Normaldruck und 0° reduziert.

Aus den so erhaltenen Stromwerten wurde durch Division mit dem experimentell bestimmten Volumen des Ionisationsraumes die Zahl der pro ccm und sec gebildeten Ionen abgeleitet.

Bei den Messungen von γ -Strahlenintensitäten mit verschiedenen Ionisierungsgefäßen ergibt sich bekanntlich eine Abhängigkeit der Wirksamkeit des Gefäßes auch vom Wandmaterial, da ein wesentlicher Teil der Ionisierung durch Sekundärstrahlung der Wand bedingt ist. Es ist daher zweckmäßig, das Beobachtungsgefäß zu charakterisieren durch die Ionisierungsintensität, die durch ein geeichtes Ra-Präparat bewirkt wird. Ein geeichtes Ra-Präparat, 0,936 mg Ra, ergab 140 cm über der Mitte des Ionisationsraumes aufgehängt bei Füllung mit CO_2 , 985 mm Hg einen Gesamtstrom von 60500 EQ./sec.

Derartige Ströme, die für die vorliegende Apparatur als sehr stark zu bezeichnen sind, lassen sich mit großer Genauigkeit mit Kompensation in der Weise messen, daß ein Durchgang des Lichtzeigers des Elektrometers durch einen beliebigen Punkt der Skala beobachtet wird, dann durch Drehen der Walze C das Instrument durch eine unmittelbar an der Zahl der Walzendrehungen meßbare Kompensationsladung zurückgeworfen wird und dann ein zweiter Durchgang im gleichen Sinne durch denselben Skalenstrich beobachtet wird. Kompensationsladung dividiert durch Zeit zwischen zwei Durchgängen gibt die Stromstärke. Man kann zur Erhöhung der Meßgenauigkeit mehrere Durchgangsbeobachtungen unmittelbar aneinander anschließen. Sorgt man durch geeignete Betätigung der Walze dafür, daß die Elektrometerbewegung beim Durchgang stationär geworden ist, so erhält man sehr gut übereinstimmende Beobachtungsergebnisse.

Aus dem so gewonnenen Gesamtstrom ergibt sich bei

Redu
zusta
muß
stark
entsp
zu 4
im f
Seku

Meß
Verl
stan
Pan

Exi
Abs
Abs
erh
zu
und
gan
dic
ans
übe
 μ
stä
dal
obr
ins
der
da
A.
 μ

Reduktion auf 1 g Ra und 1 cm Abstand für Luft im Normalzustand eine Ionisierungsstärke von $3,54 \cdot 10^9$. Die Strahlung mußte bei diesem Versuch die Dicke des Gefäßes von 8 mm starkem Messingblech durchsetzen. Korrigieren wir für die entsprechende Absorption, so ergibt sich die Ionisierungsstärke zu $4,65 \cdot 10^9$. Die Zahl liegt 11 Proz. oberhalb der von Eve im freien Raum gemessenen Zahl ($4,0 \cdot 10^9$). Der Einfluß der Sekundärstrahlung der Wand ist also relativ gering.

Um die bei den verschiedenen Bleipanzernungen erzielten Meßergebnisse verwerten zu können, ist es notwendig, das Verhalten des Panzers gegen γ -Strahlung radioaktiver Substanzen zu untersuchen und den Einfluß eines Ra-Gehaltes des Panzers zu bestimmen.

IV. Einfluß der γ -Strahlung des Radiums auf die Ergebnisse der Messung

8. *Absorption harter γ -Strahlen.* Die Frage nach der Existenz sehr harter γ -Strahlen des Radiums ist schwer durch Absorptionsmessungen zu klären. Die älteren Messungen¹⁾ von Absorptionskoeffizienten der Ra C- γ -Strahlung in Blei zeigen erhebliche Abweichungen voneinander. Es sind Messungen bis zu Schichtdicken von 22 cm ausgeführt, dabei gelangten Soddy und Russell zu der Festsetzung $\mu = 0,50 \text{ cm}^{-1}$ für den ganzen Bereich, während Tuomikoski für sehr große Schichtdicken (15—18 cm) einen halb so großen Koeffizienten $\mu = 0,25$ ansetzt, für mittlere Schichtdicken (5—12 cm) mit Soddy übereinstimmend $\mu = 0,5$, für kleine Schichtdicken (0—1 cm) $\mu = 0,70$. Die Existenz harter Strahlung kann bei nicht vollständiger allseitiger Abschirmung dadurch vorgetäuscht werden, daß Sekundärstrahlung in der Umgebung entsteht und die beobachtete Wirkung durch Strahlungsenergie, die auf Umwegen ins Meßgefäß gelangt, hervorgerufen wird. Durch Einschließung des Strahlers in absorbierende Substanz von Kugelform, so daß allseitig gleiche Schichtdicken durchlaufen werden, hat A. Brommer²⁾ für die γ -Strahlung des Ra C den Wert $\mu_{\text{Pb}} = 0,539 \text{ cm}^{-1}$ abgeleitet. Die Beobachtungen gehen bis

1) St. Meyer-E. Schweidler, Radioaktivität 1916. S. 249.

2) A. Brommer, Phys. Ztschr. 13. S. 1037. 1912; Wiener Ber. 121. S. 1563. 1912.

zu Schichtdicken von 12 cm. Bei meinem 32 cm Panzer zeigte sich, daß ein Ra-Präparat von 50 mg noch einen merklichen Effekt durch die Panzerung hindurch gibt, während bei einem Absorptionskoeffizienten 0,539 eine Schichtdicke von 32 cm praktisch völlige Absorption hätte bewirken müssen. Zu diesem ersten Absorptionsversuche wurde zwar eine allseitige Abdeckung angewandt, sie beschränkte sich aber auf einige wenige Schichtdicken entsprechend den vorhandenen Panzerungsklötzen. Aus den Daten konnte man vorläufig vermuten, daß neben der Hauptstrahlung, für die der Brommersche Absorptionskoeffizient eingesetzt wurde, noch eine harte Strahlung bis zu $\mu = 0,18$ in merklicher Stärke existierte.¹⁾

Eine genauere Analyse verlangte, daß der Absorptionsverlauf durch zahlreiche Meßpunkte genau festgelegt wurde. Für diese Messungen wurde durch den ganzen Bleipanzer ein 50 mm hoher, 10 mm breiter, 32 cm langer Spalt hergestellt. Dieser Spalt konnte durch genau passende Bleistücke exakt gefüllt werden. Außerdem waren im Zuge des Spaltes in Abständen von 10 cm kleine Kammern vorgesehen, die durch breitere Querstücke exakt geschlossen werden konnten. In diesem Spalt wurden nun Ra-Präparate verschoben und von cm zu cm Messungen ausgeführt, dabei immer der Raum zwischen Ionisationskammer und Präparat durch genau passende Bleiklötze ausgefüllt. Auch das Ra-Präparat war bei diesen Messungen in einen kleinen Hohlraum am Ende eines genau den Spalt füllenden Bleistreifens eingesetzt, so daß die Versuchsbedingungen einer allseitigen Umfassung des Präparates durch Blei erfüllt waren. Die enormen Unterschiede in den Stromstärken durch die verschiedene Absorption wurde dadurch etwas ausgeglichen, daß bei den kleinen Abständen mit 1 mg, bei den größten Abständen mit 50 mg Ra beobachtet wurde. Die starken Ströme wurden durch Durchgangsbeobachtungen des Lichtzeigers des Elektrometers mit Kompensation der Ladungen durch Drehen der Walze C durch eine passende Zahl von Umdrehungen gemessen.²⁾ Für die stärkste Absorption konnten die Effekte nur noch durch sorgfältige Registrierung gewonnen werden.

1) Danziger Vortrag, Phys. Ztschr. 26. S. 669. 1925.

2) Vgl. § 7.

Setzen wir die γ -Strahlung des Ra C aus zwei Arten (μ_1, μ_2) zusammen, so erhalten wir für die Intensität J :

$$(1) \quad J = \frac{m}{r^2} (K_1 e^{-\mu_1 d} + K_2 e^{-\mu_2 d}).$$

m = Präparatgröße, r Abstand vom Zentrum der Ionisationskammer, d Dicke des Bleipanzers, $r = d + 8,0$, K und μ Ionisierungsstärke und Absorptionskoeffizient jeder Strahlung.

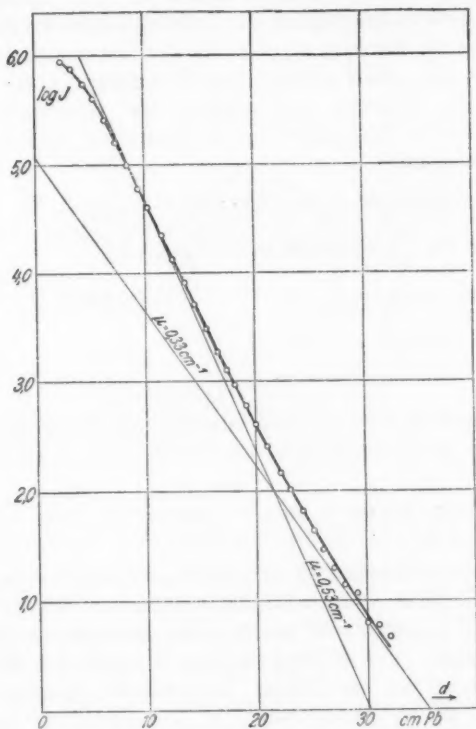


Fig. 3

In der Figur 3 sind die Beobachtungsergebnisse Jr^2 logarithmisch aufgetragen, sie gehen durch fünf Dekaden. Die hindurchgelegte Kurve ist entstanden durch Überlagerung von zwei Exponentialfunktionen. Um eine möglichst gute

Annäherung an das Experiment zu erzielen ist die Strahlung 1 etwas härter gewählt als dem Brommerschen Wert entspricht, es ist gesetzt $\mu_1 = 0,530$ dazu tritt dann die härtere Strahlung 2 mit $\mu_2 = 0,330$. Hierdurch werden die Beobachtungen genügend genau dargestellt. Im unteren Teil der Kurve machen sich Beobachtungsfehler geltend, die Abweichung der Kurve im oberen Teil ist durch Abweichung vom r^2 -Gesetz wegen Größe des Ionisationsraumes bedingt.

Thibaud¹⁾ hat kürzlich aus Untersuchungen des β -Strahlenspektrums für die harten γ -Strahlen des RaC neben der Hauptintensität als „assez intense“ die Wellenlänge $11,0 \cdot 10^{-11}$ cm angegeben. Rechnet man hieraus den Gesamtab absorptionskoeffizienten [= Streuung + wahre Absorption] in Blei mit der Zahlenbeziehung²⁾

$$(2) \quad \mu = 1,80 \frac{\sigma}{\sigma_0} + 34,2 \cdot 10^3 \cdot \lambda^3 \quad \lambda \text{ in } \text{\AA} \cdot \text{E.}$$

und setzt für $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ entweder mit Compton

$$(3) \quad \frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{1 + 2\alpha}; \quad \alpha = \frac{A}{\lambda}; \quad A = 0,0242 \text{ \AA} \cdot \text{E.}$$

oder mit Bothe³⁾

$$(4) \quad \frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{1 + \frac{2}{3}\alpha + \frac{2}{3}\alpha^2}$$

so erhält man nach Compton $\mu = 0,388$, nach Bothe $\mu = 0,285$. Außerdem gibt Thibaud noch zwei Strahlungen „assez faible“ an

| | μ_{Compton} | μ_{Bothe} |
|------------------------------------|------------------------|----------------------|
| $\lambda = 10,0 \cdot 10^{-11}$ cm | 0,341 | 0,244 |
| $\lambda = 7,04 \cdot 10^{-11}$ cm | 0,242 | 0,141 |

Der aus meinen Messungen sich ergebende Absorptionskoeffizient ist das Resultat dieses Strahlengemisches. Die Strahlung $7,04 \cdot 10^{-11}$ cm muß sehr schwach sein, da sie kaum in meinen Beobachtungen zur Geltung kommt. Auch die Strahlung $\mu = 0,330$ ist nur ein kleiner Bruchteil der Hauptstrahlung, denn aus meiner Kurve folgt für das Verhältnis der Ionisationen $\frac{K_2}{K_1} = 0,0138$. Zu einer Entscheidung zwischen der Comptonschen und Botheschen Formel wage ich meine

1) J. Thibaud, C. R. 179. S. 165. 1924.

2) G. Hoffmann, Ztschr. f. Phys. 36. S. 256. 1926.

3) W. Bothe, Ztschr. f. Phys. 34. S. 819. 1925.

Messungen kaum heranzuziehen, mir scheinen nach meinen jetzigen Ergebnissen die Botheschen Werte vielleicht etwas zu tief zu liegen.¹⁾

9. *Wirkung eines Ra-haltigen Panzers in einer Ra-haltigen Umgebung.* Wir beschränken die Berechnung auf einen zentrisch symmetrischen Fall (vgl. die Fig. 4). Um die im Zentrum gedachte Ionisationskammer ist von $r = R$ bis $R + d$ ein Bleipanzer gelegt, dann folgt von $r = R_U$ bis ∞ die radiumhaltige Umgebung, für die im praktischen Falle die Wände einzusetzen

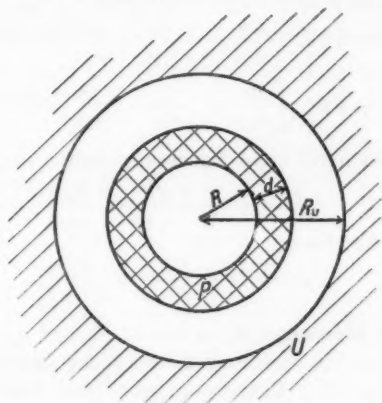


Fig. 4

sind. Die Ra-Konzentration im Panzer und in der Umgebung sei konstant und gegeben durch ρ_P und ρ_U . Es mögen zwei γ -Strahlungen mit den Absorptionskoeffizienten μ_{1P} , μ_{1U} und μ_{2P} , μ_{2U} und den Ionisierungskonstanten K_1 und K_2 bestehen.

Die Wirkung der Strahlung 1 der Umgebung durch den Panzer hindurch ist dann gegeben durch

$$(5) \quad J_{1U} = K_1 \int_{R_U}^{\infty} \frac{\rho_U}{r^2} \cdot e^{-\mu_{1U}(r-R_U)} \cdot e^{-\mu_{1P}d} \cdot 4\pi r^2 dr$$

und entsprechend für Strahlung 2.

1) Die Einwände, die Béhounek, Phys. Ztschr. 27. S. 8. 1926, unter irrtümlicher Anwendung einer Formel von Ahmad und Stoner gegen meinen niedrigen Absorptionskoeffizienten macht, sind leider auch vom Referenten der Physikalischen Berichte übernommen.

Zu dieser Ionisation von außen tritt die Ionisation (J_{1P}), bedingt durch den Radiumgehalt des Panzers.

Es ist

$$(6) \quad J_{1P} = K_1 \int_R^{R+d} \frac{q_P}{r^2} \cdot e^{-\mu_{1P}(r-R)} \cdot 4\pi r^2 dr.$$

Die Gesamtionisation J ergibt sich zu

$$J = J_U + J_P.$$

Nach Ausführung der Integration:

$$(7) \quad \left\{ \begin{aligned} J &= 4\pi K_1 \left[\frac{q_P}{\mu_{1P}} + \left(\frac{q_U}{\mu_{1U}} - \frac{q_P}{\mu_{1P}} \right) e^{-\mu_{1P}d} \right] \\ &+ 4\pi K_2 \left[\frac{q_P}{\mu_{2P}} + \left(\frac{q_U}{\mu_{2U}} - \frac{q_P}{\mu_{2P}} \right) e^{-\mu_{2P}d} \right] \end{aligned} \right.$$

für $d = 0$, das heißt ohne Panzerung ergibt sich

$$(8) \quad J_0 = 4\pi q_U \left(\frac{K_1}{\mu_{1U}} + \frac{K_2}{\mu_{2U}} \right)$$

andererseits für $d = \infty$

$$(9) \quad J_\infty = 4\pi q_P \left(\frac{K_1}{\mu_{1P}} + \frac{K_2}{\mu_{2P}} \right).$$

Da nach den Messungen $K_2 = 0,0138 K_1$ und $\mu_2 = 0,62 \mu_1$ ist, so gibt der auf die Strahlung 2 bezügliche Anteil einen Zusatz von 2,2 Proz. Die Panzerung gibt eine Verringerung der

Ionisation, wenn $\frac{q_P}{\mu_P} < \frac{q_U}{\mu_U}$ ist. Mit wachsender Panzerung

fällt J von dem Wert J_0 zunächst schnell, dann immer langsamer sich dem Wert J_∞ nähernd. Die Abschirmungskoeffizienten der benutzten Panzerung für die beiden Strahlungen sind in folgender Zusammenstellung ersichtlich.

Tabelle 5

| d | $\mu_1 = 0,530 \text{ cm}^{-1}$ | $\mu_2 = 0,330 \text{ cm}^{-1}$ |
|------|---------------------------------|---------------------------------|
| 3 cm | 0,240 | 0,374 |
| 12 „ | $1,74 \cdot 10^{-3}$ | $1,95 \cdot 10^{-3}$ |
| 22 „ | $8,7 \cdot 10^{-6}$ | $7,25 \cdot 10^{-6}$ |
| 32 „ | $4,36 \cdot 10^{-8}$ | $2,75 \cdot 10^{-8}$ |

Der 12 cm-Panzer läßt von der weicheren Strahlung nur Bruchteile eines Prozentes hindurch, von der härteren Strahlung

2 Proz., der 22 cm-Panzer absorbiert die weichere Strahlung bis auf $1/100\,000$, die härtere auf weniger als 1 Promille, der stärkste Panzer läßt auch von der härteren Strahlung nur noch einige Hunderttausendstel hindurch. Man schließt, daß beim 22 cm-Panzer die Ionisation praktisch den Wert J_∞ erreicht hat, daß schon der zum 12 cm-Panzer zugehörige Wert nur noch wenig vom Endwert abweichen kann.

5. Ergebnisse der Registrierbeobachtungen

10. *Die ersten Meßreihen.* Die Ergebnisse zahlreicher Registrierungen sind in Fig. 5 zusammengestellt. Die Be-

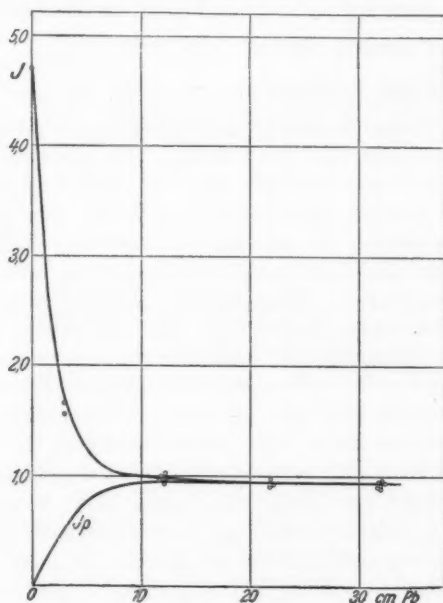


Fig. 5

obachtungen stammen größtenteils aus dem August 1925 und dem Januar 1926. Die Zahlwerte wurden dadurch gewonnen, daß aus den Registrierkurven eines Tages die ungestörtesten — längster Abstand zwischen α -Ionisationen und möglichste Gradlinigkeit für die Auswahl entscheidend —

Teile ausgewählt und die für einen Tag erzielten Werte zu einem Mittel zusammengefaßt wurden. So ergaben sich die 18 Werte der Figur. Es ist die Ionisierung J , umgerechnet in Ionenpaaren pro ccm und Sek. in Luft von Normaldruck, aufgetragen. Der Hauptabfall der Intensität wird durch den 12 cm-Panzer erzielt. Die weitere Verstärkung hat innerhalb der zunächst erreichten Meßgenauigkeit kaum einen Einfluß. Aus den Werten für Panzerung null ($J = 4,7$) und dem Grenzwert für Panzerung unendlich ($J = 0,96$) kann man nach den Formeln (8) und (9) die Konzentration ρ_U und ρ_P ermitteln. Es ergibt sich für den Radiumgehalt der Umgebung, wenn für μ_U und die Dichte die Werte für Ziegelmauerwerk eingesetzt werden, $3,9 \cdot 10^{-13} \frac{\text{g Ra}}{\text{g Gestein}}$, für den Radiumgehalt des Panzers $7,9 \cdot 10^{-13} \frac{\text{g Ra}}{\text{g Pb}}$. Mit diesen Zahlen kann man aus der Formel (7) leicht ermitteln, daß der Wert für eine Panzerung von 10 cm Stärke sich noch um 0,022 J vom Endwert J_∞ unterscheiden wird; für eine Panzerung von 12 cm ist der Unterschied noch 0,010 J , für eine Panzerung von 22 cm 0,0001 J , mit der der Endwert also praktisch erreicht ist. Bei der Ausführung der Berechnung erkennt man, daß bei diesem letzten Zahlenwert die Strahlung 2 ($\mu = 0,330$) einen überwiegenden Einfluß hat, aber sie ist an Gesamtintensität zu klein, um das allgemeine Resultat wesentlich zu beeinflussen. Die Beobachtungspunkte schließen sich innerhalb der Meßfehler, die auf etwa $\pm 0,04 J$ zu veranschlagen sind, an die berechnete Kurve an. Neben der Kurve der Gesamtintensität ist noch die berechnete Kurve J_P eingetragen.

Ich schloß¹⁾ aus diesen Messungen, daß es nicht notwendig ist, im Meeresniveau eine durchdringende Strahlung besonderer Art anzunehmen — sie hätte sich in einem weiteren Intensitätsabfall bei stärkeren Panzerungen zeigen müssen — und kam zu dem Resultat meiner vorläufigen Mitteilung in Danzig, daß die Höhenstrahlung im Meeresniveau mindestens 8mal kleiner ist, als angenommen. Zu ganz analogen Feststellungen war Millikan²⁾ auf dem Pike's Peak 1923 ebenfalls

1) G. Hoffmann, Phys. Ztschr. 26. S. 669. 1925.

2) R. Millikan, Phys. Rev. 23. S. 778. 1924.

durch Messungen mit Bleiabschirmung gelangt. Auch er fand den weichen Charakter der Strahlung und schloß für ihre Herkunft sogar „all of local origin“.

Die Diskrepanz zwischen den Wasser- und Bleiabsorptionsmessungen suchte ich durch den Hinweis aufzuklären, daß die wahre Absorption in Wasser sehr klein ist, so daß der vorhandene Radiumgehalt des Wassers Absorptionsmessungen entscheidend fälschen konnte. Offenbar lag hier eine Lücke vor in der Beweiskette für die Existenz der Höhenstrahlung. Die notwendige Ergänzung geben hier meine Absorptionsmessungen an γ -Strahlen in ausgedehnten Wassermassen¹⁾, die zu dem Resultat führten, daß zwar eine sehr zu beachtende mögliche Fehlerquelle vorliegt, welche aber nicht allgemein ausschlaggebend sein kann.

11. *Die letzte Meßreihe.* Zu gleicher Zeit — im vergangenen Sommer — während ich durch meine Bleimessungen von der Höhenstrahlung fortgeführt wurde, wurde Millikan²⁾ durch neue Absorptionsmessungen in Wasser zu einer Revision seiner Meinung veranlaßt. Da meine im Februar 1926 ausgeführten Wassermessungen nicht für die Erklärung der Diskrepanz zwischen den Ergebnissen von Wasser- und Bleimessungen ausreichende Unterlagen gaben, versuchte ich durch eine letzte Meßreihe unter möglichster Ausschließung aller Fehlerquellen den Existenzbereich der direkten Wirkung einer sehr harten Strahlung einzugrenzen. Bei dieser Meßreihe, bei der ich auch für die Spannung im Ionisationsraume eine Akomet-Akkumulatorenbatterie benutzte, wurde alles auf möglichste Konstanz eingestellt, so daß nur die Panzerungsstärken variierten. Die Temperatur im Beobachtungsraum war gleichförmig langsam steigend. Sie wurde durch einen Thermograph, der $\frac{1}{100}$ Grade anzeigte, photographisch registriert. Die elektrische Empfindlichkeit der Anordnung wurde täglich kontrolliert, sie erwies sich auf Bruchteile eines Prozentes konstant, der Gang des Uhrwerkes, daß die Walze für den Kompensationsstrom drehte, war auf ein Promille konstant. Die Auswertung der Resultate geschah für alle Registrierungen in gleicher Weise

1) G. Hoffmann, Phys. Ztschr. 27. S. 291. 1926.

2) R. Millikan, Proc. Nat. Acad. 12. S. 48. 1926; deutsch in Ann. d. Phys. 79. S. 572. 1926.

nach der Methode, die in § 4 als Methode 2 beschrieben ist. Die Ergebnisse sind in Tab. 6 vereinigt. Die Registrierungen sind fortlaufend in 10 aufeinanderfolgenden Tagen ausgeführt. Die Auswertung der Schlußregistrierung 319 ist in § 4 ausführlich dargestellt. Die anderen Tage verliefen ganz analog.

Tabelle 6
Beobachtungen vom 10.—19. April 1926

| Reg.-Nr. | Panzer | <i>J</i> red. | proc. m. F. | <i>J</i> | Mittelwerte | Temp. |
|----------|--------|---------------|-------------|----------|-------------|-------|
| 310 | 12 | 340 | $\pm 1,0\%$ | 1,005 | 0,998 | 6,75 |
| 311 | 12 | 337 | $\pm 1,2\%$ | 0,997 | | 6,85 |
| 312 | 12 | 335 | $\pm 1,4\%$ | 0,992 | | 6,90 |
| 313 | 22 | 321 | $\pm 1,1\%$ | 0,950 | 0,950 | 7,00 |
| 314 | 32 | 313 | $\pm 1,1\%$ | 0,925 | 0,920 | 7,10 |
| 315 | 32 | 309 | $\pm 2,0\%$ | 0,915 | | 7,25 |
| 316 | 32 | 305 | $\pm 1,4\%$ | 0,903 | 0,917 | 7,40 |
| 317 | 32 | 315 | $\pm 0,8\%$ | 0,932 | | 7,85 |
| 318 | 22 | 327 | $\pm 0,7\%$ | 0,968 | 0,968 | 8,15 |
| 319 | 12 | 338 | $\pm 0,7\%$ | 1,000 | 1,000 | 8,30 |

| Panzer | 12 cm | 22 cm | 32 cm |
|---|-------|-------|-------|
| Mittelwerte für <i>J</i> (m. F. $\pm 0,008$) | 1,000 | 0,959 | 0,919 |

An den ersten drei Tagen wurden Aufnahmen mit 12 cm-Panzer gemacht, die untereinander eine gute Übereinstimmung zeigen. Dann folgen Aufnahmen mit wachsender und dann mit abnehmender Panzerung. Die Ergebnisse sind in Fig. 6 dar-

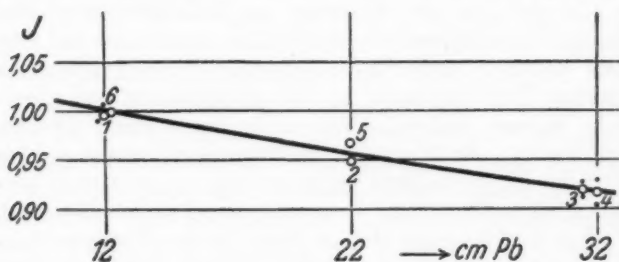


Fig. 6

gestellt. Dabei ist die zeitliche Reihenfolge durch die beigefügten Zahlen markiert. Soweit Einzelmessungen zu Mittelwerten zusammengefaßt sind, sind die Einzelmessungen durch

Punkte bezeichnet neben die Mittelwerte eingetragen. Man erkennt einen, die Grenze der Beobachtungsgenauigkeit sicher überschreitenden, Intensitätsabfall bei Verstärkung der Panzerung von 12 auf 32 cm, also einen deutlichen Hinweis auf die Existenz einer härteren Strahlung. Dabei ist aber zu beachten, daß der Maßstab ein wesentlich anderer ist wie in Fig. 5; alle Meßpunkte dieser letzten Beobachtungsreihe fallen in das Intervall der früheren Beobachtungen hinein. Man könnte auch in die früheren Beobachtungen eine entsprechend geneigte Gerade hineinzeichnen, ohne den Beobachtungen Gewalt anzutun. Die letzte Reihe hebt sich aber durch das bedeutend kleinere Intervall der Beobachtungsfehler heraus (mittlerer Fehler $\pm 0,008 J$). Zu der Kleinheit des Fehlerintervalles wird die Zufälligkeiten ausgleichende Berechnungsmethode beigetragen haben.

Ich halte das Ergebnis der letzten Beobachtungsreihe für eine Bestätigung der Existenz einer durchdringenden Strahlung extremer Härte auch durch Bleiabsorptionsmessungen. Wendet man den Kolhörsterschen¹⁾ Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung in Wasser ($\mu = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) hierauf an, und rechnet provisorisch im Verhältnis der Dichte den Bleiabsorptionskoeffizienten $\mu = 0,0247 \text{ cm}^{-1}$, so gelangt man zu dem Resultat, daß bei Panzerung 0 die Höhenstrahlung mit 0,240 J beteiligt ist, bei Panzerung 12 cm mit 0,179 J und bei Panzerung 32 cm mit 0,109 J . Diesen Zahlen entspricht die in Fig. 5 eingezeichnete Kurve. Auf Grund dieser Berechnung ist von der beobachteten Ionisation der von der Höhenstrahlung herrührende Anteil von der Wirkung des Bleipanzers abzuziehen und entsprechend dem Panzerungsblei ein etwa 25 Proz. niedrigerer Radiumgehalt als zuvor berechnet zuzusprechen.

Da die in meiner Apparatur wirksame Höhenstrahlung die Decken oder Wände des Gebäudes durchsetzen muß, so ist der Wert 0,24 J etwa noch mit 1,2²⁾ zu multiplizieren, um

1) W. Kolhörster, Ztschr. f. Phys. 36, S. 147. 1926.

2) Die Absorption der γ -Strahlen des RaC durch das Gebäude konnte mit dem 50 mg Ra-Präparat bequem ermittelt werden, da das Präparat vom Dach aus in 14 m Abstand durch alle Decken und Gewölbe einen bei Registrierung sehr gut meßbaren Effekt gab.

den Außenwert zu erhalten ($= 0,29 J$). Die Höhenstrahlung ist nach den letzten Messungen nur etwa 5 mal geringer als sich aus den Wassermessungen ergibt. Diese Zahl ist aber, wie eben erwähnt, abhängig von der Übernahme des Absorptionskoeffizienten für Blei aus den Messungen in Wasser nach dem Dichtegesetz. Eine direkte Ableitung eines Wertes für Blei ist aus meinen Messungen nicht möglich, weil bei dem enormen Durchdringungsvermögen die verfügbaren Bleidicken nicht ausreichen, um auf den Wert für unendliche Panzerung extrapolieren zu können. Der Unterschied zwischen den Wasser- und Bleimessungen wird zunächst, wie das an anderer Stelle näher ausgeführt ist¹⁾, darauf zurückgeführt, daß im Wasser durch die Höhenstrahlung eine weichere Streustrahlung entsteht, die ihrerseits verstärkt ionisierend wirkt.

Die vorliegende Untersuchung führt also in ihrer letzten Phase zu der Forderung einer sehr harten Strahlung auch im Meeresniveau durch reine Bleimessungen. Ich führte schon früher aus, daß die Bleimessungen den Vorteil vor Wassermessungen haben, daß hier der Einfluß eines Radiumgehaltes des Bleies sich exakt bestimmen läßt, während bei den Messungen im Wasser durch eine unabhängig zu führende Emanationsmessung die Unwirksamkeit des Radiumgehaltes gesichert werden muß. Millikan setzte aus diesem Grunde in seine Messungen in Pasadena kein Vertrauen. Außerdem haben Bleimessungen den Vorzug, daß sich leichter einseitige Absorptionen ausführen lassen und eventuell Richtungseffekte sich leichter studieren lassen. Andererseits stört aber bei Messungen mit Blei sehr die Kleinheit des Effektes, die zunächst dazu führte, an der Realität der ganzen Erscheinung zu zweifeln. Vielleicht gelingt es aber hier durch Erzeugung weicher Streustrahlen in einem um das Ionisationsgefäß im Innern des Bleipanzers herumgelegten Wassermantel eine Verbesserung der Wirksamkeit zu erreichen. Die Versuche werden fortgesetzt, um mit verbesserter Apparatur eine weitere Aufklärung des Fragenkomplexes zu erzielen.

1) V. F. Hess, *Phys. Ztschr.* 27. S. 159. 1926; G. Hoffmann, *Phys. Ztschr.* 27. S. 291. 1926.

Zusammenfassung

1. Mit der beschriebenen Apparatur gelingt es, Ströme im Vakuum mit einem mittleren Fehler von $1 \cdot 10^{-10}$ Amp., Ionisationsströme mit einem mittleren Fehler von $5 \cdot 10^{-10}$ Amp. zu messen.

2. Die Bleiabsorptionsmessungen ergeben für die Strahlung des Radium C, daß neben einer Strahlung $\mu_1 = 0,530 \text{ cm}^{-1}$ noch eine Strahlung $\mu_2 = 0,330 \text{ cm}^{-1}$ anzunehmen ist, die aber 72mal schwächer ist.

3. Von der im Beobachtungsraum vorhandenen durchdringenden Strahlung besitzen etwa 95 Proz. dasselbe Durchdringungsvermögen wie die γ -Strahlung des Radium C.¹⁾

4. Außerdem besteht aber eine sehr durchdringende Strahlung, deren Intensität etwa 5 Proz. der Gesamtstrahlung beträgt und deren Durchdringungsvermögen mit dem Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung in Parallele gesetzt werden kann.

Die vorliegende Untersuchung wurde ermöglicht durch Mittel des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Physik, die mir speziell auf Anregung von Hrn. Geheimrat Nernst bewilligt wurden. Ich habe mich auch für die Fortführung der Untersuchung der Unterstützung dieses Institutes zu erfreuen und spreche dem Direktorium des Kaiser-Wilhelm-Institutes auch an dieser Stelle meinen vorzüglichsten Dank aus. Für freundliches Entgegenkommen bei Bereitstellung der Institutsmittel und Anteilnahme möchte ich auch Hrn. Prof. Kaufmann herzlichst danken.

Königsberg i. Pr., I. Physikalisches Institut.

1) Von der Diskussion der Wirkung einer Thoriumstrahlung habe ich in dieser Arbeit abgesehen. Ein stärkeres Mesothoriumpräparat war mir nicht zugänglich. Da aber die Thoriumstrahlen an Härte die Radiumstrahlen nicht sehr wesentlich übertreffen, dürfte davon keine durchgreifende Änderung der Resultate zu erwarten sein.

(Eingegangen 25. Mai 1926)

**3. Messungen der spezifischen Wärme des Silbers
und des Diamanten im Gebiete
hoher Temperaturen;
von A. Magnus und A. Hodler¹⁾**

Mit dem großen Kupferkalorimeter, das der eine von uns²⁾ ausführlich beschrieben hat, wurde die spezifische Wärme des Silbers und des Diamanten zwischen Zimmertemperatur und 900° C gemessen. Hierbei leitete uns die Absicht, im Silber eine Substanz zu finden, deren Atomwärme (C_v) analog dem Kupfer nach der Theorie von Born-Brody³⁾ bei hohen Temperaturen eine lineare Temperaturabhängigkeit zeigt, während beim Diamanten, einem thermisch besonders interessanten Stoffe, eine Neubestimmung deshalb wünschenswert erschien, weil für das betrachtete Temperaturintervall bisher nur eine einzige bereits aus dem Jahre 1875 stammende Serie unmittelbarer Messungen⁴⁾ vorliegt. Außerdem hofften wir, aus einer neuen, mit aller Sorgfalt durchgeführten Beobachtungsreihe von C_p durch Vergleich mit den aus der Theorie sich ergebenden Werten von C_v einen Schluß auf die immer noch nicht völlig sichergestellte Kompressibilität des Diamanten ziehen zu können.

Auf eine Beschreibung des Apparates, der unverändert benutzt wurde, soll hier verzichtet werden. Auch das Meßverfahren und die zur Auswertung der Beobachtungen abgeleiteten Formeln können nur kurz erwähnt werden. Es wurde die Temperaturdifferenz zwischen dem als Mischungskalorimeter dienenden Kupferblock und einer als thermischem Gegengewicht konstanter Temperatur dienenden größeren Wasser-

1) Zugleich Auszug aus der Dissertation von A. Hodler, Frankfurt a. M. 1925.

2) A. Magnus, Ann. d. Phys. 48. S. 984. 1915 und 70. S. 305. 1923.

3) M. Born und E. Brody, Zeitschr. f. Phys. 6. S. 132. 1921 und 8. S. 205. 1922.

4) H. F. Weber, Pogg. Ann. 154. S. 367 und 553. 1875.

masse durch Messung der Thermokraft einer aus 50 Thermo-
elementen Kupfer-Konstantan bestehenden Thermosäule vor
und nach dem Einwurf der Substanz in Zeitintervallen von je
5 Minuten bestimmt. Bezeichnet man die letzte Messung der
Thermokraft vor dem Einwurf der Substanz (bei allen Ver-
suchen $\tau = 6$ Minuten vorher) mit e_o , weiter die letzte Gang-
beobachtung n -Minuten nach e_o (n wurde stets gleich 65 Minuten
gewählt) mit e_n und analog die vorletzte Ablesung mit e_{n-5} ,
ferner den Gang der Thermosäule in Mikrovolt in jeder Minute
vor dem Einwurf mit a , so ergibt sich die für eine momentane
Wärmeabgabe der Substanz an das Kalorimeter extrapolierte
Änderung ε der Thermokraft durch die Gleichung:

$$\log \varepsilon = \log (e_n - e_o + n \cdot a) + 0,4343 k (n - \tau).$$

Hierin soll k einen für alle Versuche konstanten Zahlenfaktor
bedeuten, der sich berechnet zu:

$$k = \frac{2 (e_{n-5} - e_n - 5a)}{5 (e_n + e_{n-5} + (2n - 5) \cdot a)}.$$

Tatsächlich wurde k bei den meisten Versuchen bemerkens-
wert konstant gefunden, so daß eine Abweichung von dieser
Konstanz als Kriterium dafür dienen konnte, daß der betreffende
Versuch nicht nach Wunsch gegangen war, daß insbesondere
die vorausgesetzte Konstanz der Temperatur des thermischen
Gegengewichts während des Versuches nicht erfüllt war.

Es zeigte sich nämlich, daß trotz der großen Kapazität
der als Gegengewicht verwandten Wassermenge, wegen der
außerordentlichen Empfindlichkeit der Temperaturmessung,
die auf $1/20000^0$ genau ausgeführt wurde, schon kleine Ände-
rungen der Zimmertemperatur den Gang der Thermosäule
sofort merklich beeinflussten. Eine Beobachtungsreihe möge
dies erläutern. Tab. 1 enthält in ihrer ersten Rubrik die
Beobachtungszeit, daneben die Ablesung der Zimmertempe-
ratur an zwei rechts und links unmittelbar neben dem Kalori-
meter hängenden Thermometern unter e die gemessenen
Thermokräfte in Mikrovolt und in der letzten Reihe den Gang
der Thermosäule.

Wie man sieht, ist für das Gebiet konstanter Zimmer-
temperatur der Gang gleichmäßig, während sinkende Außen-
temperatur eine Gangabnahme bewirkt. Daß diese Gang-
verminderung tatsächlich nur durch Temperaturänderung des

Tabelle 1

| Zeit | Zimmertemperatur | | e | Gang |
|--------|------------------|------|------|------|
| 7h 10' | 16,3 | 17,0 | 88,3 | |
| 15' | 16,3 | 17,0 | 80,5 | 7,8 |
| 20' | 16,3 | 17,0 | 72,7 | 7,8 |
| 25' | 16,3 | 17,0 | 64,9 | 7,8 |
| 30' | 15,4 | 15,9 | 57,5 | 7,4 |
| 35' | 14,2 | 14,8 | 50,4 | 7,1 |
| 40' | 13,9 | 14,5 | 43,7 | 6,7 |

Wassers bedingt wird, konnte an einem darein eintauchenden in 0,01° geteilten Thermometer abgelesen werden.

Die Erhitzungstemperatur des zu untersuchenden, in einem Heräusschen Widerstandsofen aufgehängten Körpers wurde mit einem Platin-Platinrhodium-Thermoelement gemessen, dessen Eichkurve gegen früher kaum geändert war. Sie wurde durch die Formel:

$$e = 286,4 + 8,133 t + 0,017186 10^{-2} t^2$$

wiedergegeben, wenn e die in Mikrovolt gemessene Spannung und t die Celsiusstemperatur bedeutet.

1. Vorbereitende Messungen

Da der Wasserwert des Kalorimeters sich infolge einiger kleiner, notwendig gewordener Reparaturen an der Thermosäule möglicherweise etwas geändert haben konnte, wurde er durch einige Messungen neu bestimmt. Zu dem Zweck wurde das zu den Eichversuchen schon früher verwandte, auf den Siedepunkt des Wassers erhitzte Silbergefäß im Gewicht von 42,07 g sowohl leer (Tab. 2) als auch mit verschiedenen Wassermengen gefüllt (Tab. 3) in das Kalorimeter eingeworfen und die Wärmeabgabe gemessen.

Tabelle 2.

| θ | e | e/θ |
|----------------|--------|------------|
| 84,847 | 124,58 | 1,4678 |
| 85,057 | 125,26 | 1,4728 |
| 84,912 | 124,69 | 1,4720 |
| Mittel: 1,4703 | | |

Tabelle 3

| ϑ | ε' | ε'/ϑ | m | $\frac{\varepsilon' - \varepsilon}{m \vartheta}$ |
|-------------|----------------|--------------------------|---------|--|
| 82,467 | 1190,7 | 14,439 | 14,3257 | 0,9054 |
| 80,014 | 1154,7 | 14,431 | 14,3257 | 0,9048 |
| 79,007 | 1140,7 | 14,451 | 14,3250 | 0,9062 |
| 77,902 | 1126,4 | 14,458 | 14,3247 | 0,9053 |
| 79,805 | 1152,0 | 14,436 | 14,3235 | 0,9052 |
| 82,221 | 1184,7 | 14,409 | 14,3235 | 0,9034 |

Mittel: 0,9050

In den Tabellen 2 und 3 bedeutet ϑ die Abkühlung des Gefäßes im Kalorimeter, ε und ε' sind die durch die Wärmeabgabe des leeren bzw. gefüllten Gefäßes hervorgerufenen Temperaturerhöhungen des Kalorimeters ausgedrückt in Mikrovolt; ε/ϑ gibt demnach die durchschnittliche Temperaturänderung für 1° Temperaturabnahme des Gefäßes; m ist seine Wasserfüllung und demnach $\frac{\varepsilon' - \varepsilon}{m \vartheta}$ die von einem Gramm Wasser bei der Abkühlung um 1°, also durch eine Kalorie, hervorgerufene Änderung der Thermokraft, eine Größe, die der Wärmekapazität des Kupferblocks umgekehrt proportional ist und unmittelbar zur Berechnung beliebiger an das Kalorimeter abgegebener Wärmemengen aus der Spannungsänderung der Thermosäule dienen kann. Der hier gefundene Wert von 0,9050 Mikrovolt für eine mittlere Kalorie zwischen Zimmertemperatur und Wassersiedepunkt ist in guter Übereinstimmung mit dem früher mitgeteilten (a. a. O.) gleichen Betrages.

Zu erwähnen ist, daß bei allen Versuchen, wie früher auch, ein auf Kalorimetertemperatur befindliches Aufnahmegefäß, das sich leicht aufgehängt in einem Kupferrohr über der Einwurfsöffnung befand, vom erhitzten Fallkörper mitgerissen wurde. Sein Wasserwert stellt unter den genannten Versuchsbedingungen einen, wenn auch kleinen, Teil der Gesamtkapazität des Kalorimeters dar. Das Aufnahmegefäß diente einerseits zur Verminderung der Wärmeverluste, da es den freien Fall des Versuchgefäßes durch die Luft auf einen Bruchteil des zurücklegenden Weges abkürzte, andererseits erleichterte es die Herausnahme des Fallkörpers aus dem Kalorimeter, da es an zwei daran hart angelöteten kräftigen Stahllösen fest gepackt und, obgleich es sich im Kupferblock meist fest-

klemmte, mühelos herausgezogen werden konnte. Die Entfernung des Fallkörpers, der, besonders in Form des zu den eigentlichen Messungen benutzten kleinen Platiniridiumgefäßes, Schonung erforderte, aus dem Aufnahmegefäß ließ sich dann leicht ausführen.

Dieses Platiniridiumgefäß wurde vor Beginn der eigentlichen Messungen wie das silberne Wassergefäß, jedoch für eine Reihe von Erhitzungstemperaturen, geeicht. Die Versuchsergebnisse sind durch Tab. 4 dargestellt, in der $t - t' = \vartheta$ das Abkühlungsintervall des 16,4935 g schweren Gefäßes bezeichnet und $\varepsilon/\vartheta_{\text{ber.}}$ die nach einer linearen Ausgleichsformel errechneten Werte von $\varepsilon/\vartheta_{\text{beob.}}$ sind. Die verwandte Formel lautet:

$$\varepsilon/\vartheta_{\text{ber.}} = 0,4652 + 0,723 t.$$

Tabelle 4

| t | t' | ε | $\varepsilon/\vartheta_{\text{beob.}}$ | $\varepsilon/\vartheta_{\text{ber.}}$ | beob. - ber. |
|-------|------|---------------|--|---------------------------------------|--------------|
| 394,4 | 16,1 | 187,4 | 0,4955 | 0,4937 | + 0,0018 |
| 399,4 | 15,3 | 189,4 | 0,4930 | 0,4941 | - 0,0011 |
| 460,0 | 22,8 | 219,9 | 0,5030 | 0,4985 | + 0,0045 |
| 500,3 | 18,4 | 242,7 | 0,5035 | 0,5014 | + 0,0021 |
| 547,9 | 22,4 | 266,2 | 0,5065 | 0,5048 | + 0,0017 |
| 604,7 | 16,3 | 298,5 | 0,5065 | 0,5089 | - 0,0024 |
| 605,3 | 16,9 | 298,7 | 0,5072 | 0,5090 | - 0,0018 |
| 616,7 | 15,2 | 307,0 | 0,5105 | 0,5098 | + 0,0007 |
| 654,6 | 16,6 | 328,1 | 0,5142 | 0,5125 | + 0,0017 |
| 714,8 | 15,3 | 365,5 | 0,5225 | 0,5169 | + 0,0056 |
| 753,7 | 16,1 | 385,4 | 0,5225 | 0,5197 | + 0,0028 |
| 839,5 | 15,4 | 432,5 | 0,5248 | 0,5259 | - 0,0011 |
| 896,5 | 16,5 | 467,2 | 0,5310 | 0,5300 | + 0,0010 |

Der mittlere Fehler der Einzelmessung beträgt etwa 0,0027, d. h. rund $\frac{1}{2}$ Proz. Diese Unsicherheit kommt bei den eigentlichen Messungen, bei denen die Wärmekapazität des Inhalts ein Vielfaches derjenigen der Umhüllung ausmacht, nicht in Betracht.

Eine Reparatur des Gefäßes, die sich während der Arbeit als notwendig erwies, vergrößerte die erste Konstante der Gleichung nahezu proportional der Gewichtszunahme von 0,2704 g auf 0,4725, während die durch die zweite Konstante dargestellte Neigung der Geraden, wie aus drei hier nicht aufgeführten Messungen hervorging, merkwürdigerweise unverändert blieb.

2. Die spezifische Wärme des Silbers

53,1509 g reines Feinsilber, das die Gold- und Silberscheideanstalt vorm. C. Rößler in Frankfurt a. M. in liebenswürdigster Weise für die Untersuchung zur Verfügung stellte, wurden in einem passend geformten Stück in das Platiniridiumgefäß eingeschlossen und der ganze Fallkörper in guter Berührung mit dem Thermoelement an einem dünnen Platiniridiumdraht in den elektrischen Ofen gehängt. Nach Erreichung der gewünschten Versuchstemperatur t , auf deren 15–20 Minuten dauernde Konstanz innerhalb eines Grades geachtet wurde, erfolgte der Einwurf in das Kalorimeter, der stets im Bruchteil einer Sekunde reibungslos vor sich ging. Die Erhitzungstemperatur wurde beginnend mit 500–900° in Intervallen von etwa je 50° gewählt, doch wurde, um systematische Fehler zu vermeiden, die Reihenfolge der Versuche, wie die in Tab. 5 aufgeführten Versuchsnummern zeigen, nicht nach steigenden Anfangstemperaturen, sondern regellos gestaltet. Im übrigen enthält Tab. 5 Anfangs- und Endtemperatur t und t' des Fallkörpers, daneben die beobachteten Werte von ε' für das Gefäß mit Inhalt, aus denen sich nach Subtraktion von ε für das Gefäß allein im gleichen Temperaturintervall und Division durch das Spannungsäquivalent einer Kalorie im Betrage von 0,9050 Mikrovolt, sowie durch die Masse $m = 53,1509$ g die von einem Gramm Silber und nach Multiplikation mit dessen Atomgewicht (107,93) die von einem Grammatom abgegebene Wärmemenge Q finden läßt. Der Verlauf von Q als Temperaturfunktion wird durch die Gleichung

$$Q = 5,88 t + 5,11 \cdot 10^{-4} t^2 + 8,4 \cdot 10^{-7} t^3$$

angenähert dargestellt, die für $t = 0$ auf eine Atomwärme von

$$\left(\frac{dQ}{dt} \right)_0 = 5,88$$

führt. Dieser Wert ist in recht bemerkenswerter Übereinstimmung mit dem von Nernst¹⁾ mit 6,00 angegebenen, so daß die Interpolationsformel offenbar bis 0° herab angewandt werden darf. Es schien daher erlaubt, alle Werte von Q durch Addition einer aus obiger Formel sich für eine Abkühlung von

1) W. Nernst, Ann. d. Phys. 36. S. 432. 1911.

t' auf 0 ergebenden kleinen Korrektur auf 0° als Abkühlungstemperatur umzurechnen. Die so gefundenen, mit $Q_{\text{beob.}}^0$ bezeichneten Zahlen wurden durch eine nach der Methode der kleinsten Quadrate berechneten Interpolationsformel dargestellt, die lautet:

$$Q_{\text{ber.}}^0 = 6,047 t + 3,745 \cdot 10^{-4} t^2 + 2,375 \cdot 10^{-7} t^3.$$

Tabelle 5

| Nr. | t | t' | t'' | Q | $Q_{\text{beob.}}^0$ | $Q_{\text{ber.}}^0$ | beob.-ber. |
|-----|-------|------|--------|--------|----------------------|---------------------|------------|
| 189 | 495,4 | 16,7 | 1585,1 | 2941,4 | 3039,7 | 3045,4 | - 5,7 |
| 169 | 498,0 | 15,7 | 1603,5 | 2977,0 | 3069,4 | 3062,1 | + 7,3 |
| 170 | 500,8 | 14,5 | 1609,5 | 2986,3 | 3071,7 | 3080,1 | - 8,4 |
| 188 | 552,3 | 17,1 | 1788,5 | 3318,9 | 3419,6 | 3414,6 | + 5,0 |
| 184 | 552,9 | 17,1 | 1784,4 | 3308,5 | 3409,2 | 3418,2 | - 9,0 |
| 174 | 600,2 | 16,1 | 1958,2 | 3629,8 | 3724,6 | 3728,6 | - 4,0 |
| 187 | 601,7 | 17,4 | 1965,1 | 3645,2 | 3747,7 | 3738,4 | + 9,3 |
| 185 | 649,2 | 17,5 | 2135,2 | 3960,2 | 4063,2 | 4054,0 | + 9,2 |
| 182 | 654,9 | 16,2 | 2152,5 | 3990,3 | 4085,7 | 4092,0 | - 6,3 |
| 168 | 703,0 | 15,9 | 2336,8 | 4331,7 | 4425,3 | 4415,7 | + 9,6 |
| 183 | 704,2 | 16,9 | 2329,3 | 4316,4 | 4415,9 | 4423,7 | - 7,8 |
| 179 | 750,0 | 16,0 | 2504,3 | 4640,9 | 4735,1 | 4735,5 | - 0,4 |
| 178 | 751,8 | 15,9 | 2504,0 | 4637,7 | 4731,3 | 4747,8 | -16,5 |
| 175 | 800,8 | 16,5 | 2695,6 | 4994,2 | 5091,3 | 5086,0 | + 5,3 |
| 171 | 801,1 | 17,5 | 2687,5 | 4977,8 | 5080,8 | 5088,0 | - 7,2 |
| 172 | 801,4 | 16,7 | 2688,1 | 4977,9 | 5076,1 | 5090,2 | -13,9 |
| 181 | 851,3 | 16,6 | 2880,4 | 5333,5 | 5431,2 | 5436,2 | - 5,0 |
| 177 | 851,7 | 16,7 | 2885,3 | 5344,9 | 5443,2 | 5441,8 | + 1,4 |
| 173 | 902,4 | 16,7 | 3082,5 | 5709,7 | 5808,0 | 5800,9 | + 7,1 |
| 180 | 905,5 | 16,5 | 3095,2 | 5734,7 | 5831,8 | 5822,9 | + 8,9 |

Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung zeigt Tab. 5 in ihren letzten Rubriken. Der mittlere Fehler beträgt danach 8,4 cal, die maximale Abweichung zwischen Beobachtung und Berechnung etwa $\frac{1}{3}$ Proz.

Durch Differentiation nach t erhält man die wahre Atomwärme C_p des Silbers als Funktion der Celsius-temperatur zu:

$$C_p = 6,047 + 7,49 \cdot 10^{-4} t + 7,12 \cdot 10^{-7} t^2.$$

An anderer Stelle¹⁾ ist bereits gezeigt worden, daß man nach dieser Formel, wenn man C_v aus C_p ausrechnet, mit

1) A. Magnus und A. Hodler, Zeitschr. f. phys. Chem. 110. S. 188. 1924.

steigender Temperatur eine etwa lineare Abnahme von C_v erhält dargestellt durch die Gleichung¹⁾

$$C_v = 5,861 - 0,000254 T$$

wenn unter T wie üblich die absolute Temperatur verstanden wird. Es wurde weiter gezeigt, daß sich diese Abnahme nach Born und Brody (a. a. O.) deuten läßt, wenn man die von diesen Forschern angegebene Formel anwendet, nach der für hohe Temperaturen sein soll:

$$C_v = 3R(1 - 3\sigma RT).$$

Man erhält hiermit die Gleichung einer Geraden, die sich ausgehend vom Werte $3R$ am absoluten Nullpunkte bei hohen Temperaturen der gefundenen C_v -Kurve nähert, wenn man

$$C_v = 3R - 3,8 \cdot 10^{-4} T$$

setzt; dies führt zu²⁾:

$$\sigma = \frac{3,8 \cdot 10^{-4}}{(3R)^2} = 9,306 \cdot 10^{-6}.$$

3. Die spezifische Wärme des Diamanten

Die Beschaffung der zur Ausführung der Untersuchung benötigten etwa 10 g Diamanten machte bei Beginn der Arbeit — während der Inflationszeit — besondere Schwierigkeiten. Schließlich wurden uns von Hrn. Paul Senft in Frankfurt a. M. aus seinen Beständen in hochherzigster Weise 69 etwa einkarätige ungeschliffene Industriediamanten im Gesamtgewicht von 10,9718 g kostenlos zur Verfügung gestellt, an denen die im folgenden beschriebenen Messungen ausgeführt werden konnten. Die Steine, die alle ein frisches, lebhaft glänzendes Aussehen hatten, wurden wie das Silber in dem kleinen geeichten Platiniridiumgefäß in den vorher schon auf die gewünschte Versuchstemperatur geheizten elektrischen Ofen gebracht und nach 10—15 Minuten dauernder Temperaturkonstanz in das Kalorimeter mit dem Aufnahmegefäß eingeworfen. Eine längere Erhitzung auf hohe Temperatur zeigte

1) Der Zahlenfaktor von T ist in der Vorveröffentlichung infolge eines Druckfehlers um eine Zehnerpotenz zu groß angegeben.

2) Da in der Vorveröffentlichung versehentlich im Nenner des Wertes für σ $3R$ statt $(3R)^2$ geschrieben wurde, ist der dort angegebene Zahlenwert unrichtig.

Tabelle 6

| Nr. | t | t' | $10^6 k$ | ε' | m | Q | $Q^0_{beob.}$ | $\frac{Q^0_{beob.}}{t}$ | $\frac{Q^0_{ber.}}{t}$ | Diff. |
|-----|-------|------|----------|----------------|---------|--------|---------------|-------------------------|------------------------|---------|
| 157 | 398,0 | 15,2 | 1385 | 1109,5 | 10,7610 | 1131,3 | 1151,4 | 2,893 | 2,875 | + 0,018 |
| 160 | 401,4 | 16,9 | 1206 | 1118,3 | 10,7610 | 1141,1 | 1163,0 | 2,899 | 2,882 | + 0,017 |
| 146 | 446,5 | 14,6 | 1210 | 1291,8 | 10,8428 | 1313,8 | 1333,1 | 2,986 | 3,022 | - 0,036 |
| 133 | 450,9 | 14,5 | 1261 | 1328,4 | 10,9699 | 1339,6 | 1358,8 | 3,013 | 3,035 | - 0,022 |
| 134 | 499,2 | 14,3 | 1356 | 1544,5 | 10,9678 | 1569,6 | 1588,5 | 3,182 | 3,172 | + 0,010 |
| 154 | 502,5 | 15,4 | 1295 | 1544,7 | 10,7706 | 1597,2 | 1617,6 | 3,219 | 3,181 | + 0,038 |
| 147 | 549,0 | 14,3 | 1207 | 1720,1 | 10,8327 | 1769,1 | 1788,0 | 3,257 | 3,302 | - 0,045 |
| 135 | 549,4 | 14,6 | 1161 | 1747,7 | 10,9677 | 1782,3 | 1801,5 | 3,279 | 3,304 | - 0,025 |
| 149 | 599,2 | 16,5 | 1347 | 1957,0 | 10,8312 | 2027,8 | 2049,7 | 3,421 | 3,425 | - 0,004 |
| 136 | 601,7 | 14,4 | 1244 | 1983,5 | 10,9660 | 2025,0 | 2042,0 | 3,394 | 3,431 | - 0,037 |
| 137 | 649,2 | 16,3 | 1348 | 2208,8 | 10,9660 | 2275,5 | 2297,2 | 3,539 | 3,537 | + 0,002 |
| 152 | 654,4 | 15,6 | 1428 | 2199,2 | 10,7850 | 2296,1 | 2316,8 | 3,540 | 3,548 | - 0,008 |
| 150 | 699,9 | 15,3 | 1302 | 2412,4 | 10,8248 | 2517,6 | 2539,3 | 3,628 | 3,641 | - 0,013 |
| 138 | 700,1 | 16,6 | 1346 | 2469,1 | 10,9470 | 2558,0 | 2580,1 | 3,685 | 3,642 | + 0,043 |
| 155 | 748,8 | 16,1 | 1303 | 2642,8 | 10,7611 | 2781,3 | 2802,7 | 3,743 | 3,734 | + 0,009 |
| 139 | 752,1 | 16,2 | 1277 | 2693,5 | 10,9334 | 2796,8 | 2818,3 | 3,747 | 3,740 | + 0,007 |
| 140 | 800,5 | 15,9 | 1497 | 2932,8 | 10,9278 | 3053,7 | 3074,8 | 3,841 | 3,822 | + 0,019 |
| 151 | 801,3 | 15,9 | 1422 | 2912,2 | 10,7891 | 3067,4 | 3088,5 | 3,856 | 3,823 | + 0,033 |
| 148 | 854,5 | 14,9 | 1296 | 3155,2 | 10,8330 | 3312,8 | 3332,5 | 3,900 | 3,905 | - 0,005 |
| 143 | 861,9 | 14,1 | 1350 | 3197,4 | 10,8695 | 3348,3 | 3366,9 | 3,906 | 3,911 | - 0,006 |
| 153 | 902,9 | 16,3 | 1292 | 3363,6 | 10,7711 | 3555,6 | 3577,3 | 3,962 | 3,971 | - 0,009 |
| 144 | 907,6 | 15,5 | 1394 | 3416,1 | 10,8452 | 3590,3 | 3610,6 | 3,978 | 3,977 | + 0,001 |

Mittel: 1315 ± 81

sich nicht als ratsam, weil die Steine bereits bei 500° durch oberflächliche Verbrennung (unter dem Mikroskop waren deutliche Ätzfiguren erkennbar) nicht nur in ihrem Aussehen litten, sondern auch nicht unbeträchtlich an Gewicht abnahmen. Trotz aller Vorsicht betrug der Gewichtsverlust nach 27 maligem Heizen auf verschiedene Temperaturen insgesamt 2 Proz. oder etwas über 1 Karat.

Wiederum wurden wie beim Silber die Versuche in ganz unregelmäßiger Reihenfolge mit zwischen 400 und 900° liegenden, von etwa 50 zu 50° steigenden Erhitzungstemperaturen ausgeführt. Die Resultate sind in Tab. 6 zusammengestellt. Die Bedeutung der Zeichen ist dieselbe wie in Tab. 5; hinzugefügt ist je eine Rubrik für das Gewicht m der Diamanten und für die zur Ausrechnung der Versuche benötigte Konstante k , deren extremste Werte vom Mittel nur um etwa 10 Proz. differieren.

Die Werte von $Q_{\text{beob.}}^0$ wurden aus den unmittelbar gemessenen $Q_{\text{beob.}}$ unter Verwendung der von Weber (a. a. O.) im Gebiete der Zimmertemperatur bestimmten Atomwärmen umgerechnet, die sich, wie Tab. 7 zeigt, durch die Gleichung

$$Q_{\text{ber.}}^0 = 1,2456 t + 5,04 \cdot 10^{-3} t^2$$

befriedigend darstellen lassen.

Tabelle 7

| t | t' | $Q_{\text{beob.}}^0$ | $Q_{\text{ber.}}^0$ | Diff. |
|------|------|----------------------|---------------------|---------|
| 21,4 | 0 | 2,414 | 2,414 | 0,000 |
| 45,3 | 0 | 5,568 | 5,564 | + 0,004 |
| 71,2 | 0 | 9,528 | 9,520 | + 0,008 |
| 99,8 | 0 | 14,576 | 14,543 | + 0,033 |

Zum Ausgleich der für $Q_{\text{beob.}}^0$ in Tab. 6 angegebenen, auf die geschilderte Weise gewonnenen Zahlen wurde zunächst $Q_{\text{beob.}}^0/t$, die mittlere Atomwärme zwischen 0 und t ausgerechnet, für die als eine den Messungen gerecht werdende Interpolationsformel eine mindestens fünfkonstantige Gleichung benötigt wurde, die sich nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate folgendermaßen ergab:

$$\frac{Q_{\text{ber.}}^0}{t} = 1,2529 + 5,097 \cdot 10^{-3} t - 2,8105 \cdot 10^{-6} t^2 \\ + 0,6608 \cdot 10^{-9} t^3 - 0,119 \cdot 10^{-12} t^4.$$

Die nach dieser Formel berechneten Zahlen finden sich in der vorletzten Rubrik der Tab. 6. Aus der letzten Reihe, welche die Differenzen zwischen Beobachtung und Berechnung enthält, ergibt sich eine mittlere Abweichung von 0,024 oder im Durchschnitt 0,7 Proz. des Einzelresultates. Man darf also von der Formel eine richtige Wiedergabe der Atomwärme auf 1 Proz. des Sollwertes mit Sicherheit erwarten.

Durch Multiplikation der Gleichung mit t und nachherige Differentiation erhält man die wahre Atomwärme:

$$C_p = 1,2529 + 10,194 \cdot 10^{-3} t + 8,4315 \cdot 10^{-6} t^2 \\ + 2,6432 \cdot 10^{-9} t^3 - 0,595 \cdot 10^{-12} t^4.$$

Zur Umrechnung von C_p auf C_v machen wir zunächst Gebrauch von der Beziehung:

$$C_v = C_p - \frac{9\alpha^2 M T}{\kappa \varrho},$$

worin α den linearen Ausdehnungskoeffizienten (nach Fizeau ist bei $t = 50^\circ$ $\alpha = 1,32 \cdot 10^{-6}$), M das Atomgewicht des Kohlenstoffs ($M = 12,00$), T die absolute Temperatur, κ die Kompressibilität (nach Adams¹⁾ ist $\kappa = 0,16 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2 \text{ dyn}^{-1}$) und ϱ die Dichte ($\varrho = 3,51$) bedeutet. Wir finden so für 50° ($T = 323$)

$$C_p - C_v = 8,00 \cdot 10^{-6} T = 2,59 \cdot 10^{-3} \text{ cal/grad.}$$

Berücksichtigen wir weiter, daß der Ausdehnungskoeffizient α , den wir für höhere Temperaturen nicht kennen, nach Grüneisen²⁾ proportional zu C_p wächst, während $\kappa \varrho$ praktisch konstant bleibt, so finden wir, indem wir

$$\frac{9\alpha^2 M}{\kappa \varrho} = 2,64 \cdot 10^{-6} C_p^2$$

aus $C_p = 1,74$ für $T = 323$ ausrechnen, allgemein:

$$C_v = C_p - 2,64 \cdot 10^{-6} C_p^2 T.$$

In Tab. 8 finden wir die nach der angegebenen Formel für eine Reihe von Temperaturen berechneten Werte von C_p und C_v , daneben die aus C_v nach Debyes³⁾ Theorie der spezifischen Wärmen sich ergebenden Werte der charakteristischen

1) L. A. Adams, Journ. Wash. Ac. of Sc. 11. S. 45. 1921.

2) E. Grüneisen, Ann. d. Phys. 26. S. 393. 1908.

3) P. Debye, Ann. d. Phys. 39. S. 789. 1912.

Temperatur Θ , die von etwa 400—1000° absoluter Zählung eine recht bemerkenswerte Konstanz zeigen, aus der auf einen wahrscheinlichen Betrag von $\Theta = 1909$ geschlossen werden kann. Stärkere Abweichungen finden sich nur an den Grenzen des zu den Messungen verwandten Temperaturintervalls. Rechnet man nun umgekehrt mit $\Theta = 1909$ die unter $C_{v\text{ber.}}$ stehenden Werte der Atomwärme aus, so bleiben in dem betrachteten Intervall die in der letzten Rubrik stehenden Differenzen übrig, die durchweg weniger als 1 Proz. von C_v ausmachen, also mit der Meßgenauigkeit im Einklange sind.

Tabelle 8

| T | C_p beob. | C_v beob. | Θ | C_v ber. | beob.-ber. |
|------|-------------|-------------|----------|------------|------------|
| 273 | 1,253 | 1,252 | 1832 | — | — |
| 300 | 1,522 | 1,520 | 1836 | — | — |
| 350 | 1,989 | 1,985 | 1862 | — | — |
| 400 | 2,417 | 2,411 | 1884 | — | — |
| 450 | 2,807 | 2,798 | 1904 | 2,804 | — 0,006 |
| 500 | 3,162 | 3,149 | 1915 | 3,160 | — 0,011 |
| 550 | 3,483 | 3,465 | 1920 | 3,489 | — 0,014 |
| 600 | 3,771 | 3,749 | 1920 | 3,772 | — 0,023 |
| 650 | 4,027 | 3,999 | 1918 | 4,010 | — 0,011 |
| 700 | 4,255 | 4,222 | 1907 | 4,218 | + 0,004 |
| 750 | 4,453 | 4,414 | 1898 | 4,394 | + 0,020 |
| 800 | 4,625 | 4,580 | 1888 | 4,549 | + 0,031 |
| 850 | 4,770 | 4,717 | 1879 | 4,682 | + 0,035 |
| 900 | 4,890 | 4,833 | 1881 | 4,805 | + 0,028 |
| 950 | 4,985 | 4,923 | 1891 | 4,907 | + 0,016 |
| 1000 | 5,059 | 4,992 | 1910 | 4,996 | — 0,004 |
| 1050 | 5,106 | 5,034 | 1964 | — | — |
| 1100 | 5,137 | 5,060 | 2024 | — | — |

Auffällig ist das auch hier wieder zutage tretende Wachsen der aus Messungen bei hohen Temperaturen berechneten Θ -Werte über die im tieferen Temperaturgebiet gefundenen, die der eine von uns¹⁾ schon in anderen Fällen beobachtet hatte. Im vorliegenden Falle ist die Abweichung sogar verhältnismäßig gering, da dem oben angegebenen Θ -Werte von 1909° im tiefen Temperaturgebiet ein nur wenig niedrigerer mit $\Theta = 1840^\circ$ gegenübersteht. Da die Lockerung des Kristallgitters infolge thermischer Ausdehnung eine Abnahme der

1) A. Magnus, Ann. d. Phys. 70. S. 305. 1923.

Schwingungsfrequenzen¹⁾ und damit der charakteristischen Temperatur erwarten ließe, ist eine Deutung für das Wachsen von Θ durch eine Zunahme der Direktionskräfte im Kristallgitter nicht möglich. Nun ist allerdings die Kompressibilität des Diamanten vielleicht noch mit einer kleinen Unsicherheit behaftet. Ein Blick auf Tab. 8 zeigt aber, daß die Korrektur von C_p auf C_v gerade in dem Temperaturgebiet, in dem Θ einen starken Anstieg zeigt, noch so gering ist, daß eine Verminderung der Korrektur, die allein in Betracht käme, völlig wirkungslos wäre. Andererseits macht die recht befriedigende Konstanz von Θ von 450° bis 1000° absoluter Zählung, also im Hauptmeßgebiet dieser Untersuchung, die Richtigkeit der angebrachten Korrektur und damit die Zuverlässigkeit des Adamschen Kompressibilitätswertes sehr wahrscheinlich.

Während die Debyesche Formel für die spezifischen Wärmen als eine praktisch sehr brauchbare Näherungsformel zu gelten hat, ist gerade für den Diamanten von Born²⁾ der Versuch gemacht worden, eine strenge Formel aufzustellen, deren Auswertung allerdings auf gewisse Schwierigkeiten stößt. Eine Anwendung dieser Formel hat der eine von uns (a. a. O.) bereits auf die nach Messungen der spezifischen Wärme des Platins umgerechneten Weberschen Zahlen versucht, ohne zu einem befriedigenden Ergebnis zu gelangen. Es lag nahe, an dem neuen Zahlenmaterial den Versuch zu wiederholen.

Die von Born für die spezifische Wärme des Diamanten abgeleitete Gleichung lautet:

$$\frac{C_v}{C_\infty} = 1 - \frac{1}{2!} B_1 J_1 \left(\frac{\beta}{T} \right)^2 + \frac{3}{4!} B_2 J_2 \left(\frac{\beta}{T} \right)^4 - \frac{5}{6!} B_3 J_3 \left(\frac{\beta}{T} \right)^6 + \dots$$

Darin sind die B_n die Bernoullischen Zahlen und die J_n aus den Elastizitätskonstanten berechenbare Koeffizienten. Sie bedeuten beim Diamanten bestimmte Polynome seiner beiden molekularen Elastizitätskonstanten A und B . Führt man durch die Relation

$$J_1 = \frac{A}{m \pi^2} = \nu^2,$$

in der m die Masse des Kohlenstoffatoms bedeutet, die Schwin-

1) E. Grüneisen, Ann. d. Phys. 39. S. 257. 1912.

2) M. Born, Ann. d. Phys. 44. S. 605. 1914.

gungszahl ν ein, so lassen sich alle anderen J darstellen durch ein Produkt ν^{2n} mit einem Polynom der Größe $\frac{B}{A} = b$. Born schätzt dieses Verhältnis auf 0,5; da ein zuverlässiger Zahlenwert aber nicht bekannt ist, wurden bei der folgenden Rechnung verschiedene Werte von b benutzt und untersucht, mit welchem die Resultate am besten wiedergegeben werden. Bezeichnet man nun die Größe des erwähnten Polynoms, welches durch die willkürliche Wahl von b jeweils zahlenmäßig festgelegt wird, mit r_n , so ergibt sich, wenn man die ν -Werte mit β/T kombiniert und für B_n die Zahlenwerte einsetzt:

$$\begin{aligned} \frac{C_\nu}{C_\infty} = & 1 - 8,3332 \cdot 10^{-2} r_1 \left(\frac{\beta \nu}{T} \right)^2 + 4,1667 \cdot 10^{-3} r_2 \left(\frac{\beta \nu}{T} \right)^4 \\ & - 1,6534 \cdot 10^{-4} r_3 \left(\frac{\beta \nu}{T} \right)^6 + 5,7870 \cdot 10^{-6} r_4 \left(\frac{\beta \nu}{T} \right)^8 \\ & - 1,8789 \cdot 10^{-7} r_5 \left(\frac{\beta \nu}{T} \right)^{10} + 5,8126 \cdot 10^{-9} r_6 \left(\frac{\beta \nu}{T} \right)^{12} \\ & - 1,7387 \cdot 10^{-10} r_7 \left(\frac{\beta \nu}{T} \right)^{14} + \dots \end{aligned}$$

Da $C_\infty = 3R$ und C_ν zahlenmäßig bekannt sind, ermöglicht diese Gleichung den Wert von $\beta \nu/T$ und damit die charakteristische Temperatur $\beta \nu = \Theta$ zu berechnen. Für das Verhältnis b der beiden molekularen Elastizitätskonstanten, das die Zahlenwerte der Polynome r_n bestimmt, sind die in Tab. 9 angegebenen Zahlen benutzt und die darunter stehenden Θ -Werte berechnet worden. Wie man sieht, nehmen in allen Reihen die Werte von Θ mit steigender Temperatur bis zu einem bei etwa 900° abs. liegenden Minimum ab.

Tabelle 9

| T | $b = 0$ | $b = 0,25$ | $b = 0,5$ | $b = 0,75$ |
|-----|---------|------------|-----------|------------|
| 550 | 1500 | 1520 | 1538 | 1583 |
| 600 | 1498 | 1515 | 1530 | 1568 |
| 650 | 1492 | 1503 | 1518 | 1558 |
| 700 | 1486 | 1492 | 1508 | 1540 |
| 750 | 1476 | 1483 | 1498 | 1520 |
| 800 | 1468 | 1474 | 1483 | 1512 |
| 850 | 1465 | 1468 | 1480 | 1497 |
| 900 | 1440 | 1445 | 1451 | 1470 |
| 950 | 1470 | 1473 | 1480 | 1498 |

Der Verlauf der auf etwa 5 Einheiten der letzten Stelle genau berechneten Θ -Werte ist ziemlich ähnlich dem bei Verwendung der Debyeschen Formel gefundenen. Die Abweichungen von der Konstanz sind daher wahrscheinlich entweder auf kleine Fehler in der Messung von C_p oder auf die nicht ganz zuverlässige Umrechnung von C_p auf C_v zurückzuführen. Unter diesen Umständen ist leider eine einigermaßen zuverlässige Entscheidung über die Größe von b unmöglich. Als wahrscheinlich kann man höchstens ansehen, daß $b < 0,5$ ist.

4. Zusammenfassung

1. Mit einem großen Kupferkalorimeter wurde die mittlere spezifische Wärme des Silbers und des Diamanten zwischen 500° bis 900° als oberer Temperaturgrenze und Zimmertemperatur gemessen.

2. Die wahre Atomwärme des Silbers konnte auf Grund der Messungen durch eine dreikonstantige Formel befriedigend dargestellt werden.

3. Der wesentlich kompliziertere Verlauf der Atomwärme des Diamanten ließ sich nur durch eine mindestens fünfkonstantige Formel innerhalb der Versuchsfehler richtig darstellen.

4. Eine Reduktion von C_p auf C_v führte zu einem Temperaturverlauf, der im Hauptmeßgebiet durch eine Debye-Funktion mit $\Theta = 1909$ innerhalb der Versuchsfehler dargestellt werden konnte.

5. Der Versuch, aus dem Temperaturverlauf der Atomwärme des Diamanten nach Born die Elastizitätskonstanten zu ermitteln, ergab kein zuverlässiges Resultat.

Wir sind dem Kaiser Wilhelm-Institut für Physik und dem chemischen Laboratorium der Universität Tübingen für die Überlassung einiger zu den Messungen benötigter Apparate, Hrn. Paul Senft und der Gold- und Silber-Scheideanstalt vorm. C. Rößler, beide in Frankfurt a. M., für die Überlassung des benötigten Materials zu größtem Dank verpflichtet.

Frankfurt a. M., Inst. f. physikal. Chem. d. Universität.

(Eingegangen 18. Juni 1926.)

4. Die Bahnen und die Lichtstrahlung der Wasserstoffelektronen; von T. Engset

Im Anschluß an einen Aufsatz Hrn. Schrödingers¹⁾ „Quantisierung als Eigenwertproblem“, erlaube ich mir zu versuchen, besonders die Frage in betreff der Strahlungsfrequenzen zu beleuchten. Ich benutze soweit als möglich dieselben Bezeichnungen wie im genannten Aufsätze.

Wir gehen von der Hamiltonschen Differentialgleichung aus, $H\left(q, \frac{\partial S}{\partial q}\right) = E$, und setzen $S = K \cdot \lg \psi$, d. h.

$$H\left(q, \frac{K}{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial q}\right) = E.$$

Wir erhalten für die nicht-relativistische Keplerbewegung in Kartesischen Koordinaten:

$$(1) \quad \left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z}\right)^2 - \frac{2m}{K^2} \left(E + \frac{e^2}{r}\right) \psi^2 = 0.$$

Wir setzen voraus, daß die Dimensionen des Elektrons sehr klein sind im Verhältnis zu dessen Abstand vom positiven Kern. Ferner betrachten wir sowohl die Bahnbewegung als die Strahlung des Elektrons als durch das Verhalten der Funktion ψ im Elektron selbst und in dessen nächster Umgebung bestimmt. Wir integrieren darum (1) über das Volum v des Elektrons, d. h. wir setzen:

$$\iiint dx dy dz \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z}\right)^2 - \frac{2m}{K^2} \left(E + \frac{e^2}{r}\right) \psi^2 \right] = 0,$$

und erhalten in gewöhnlicher Weise:

$$\iint df \psi \frac{\partial \psi}{\partial n} - \iiint dv \psi \left[\Delta \psi + \frac{2m}{K^2} \left(E + \frac{e^2}{r}\right) \psi \right] = 0.$$

(n ist die Normale an der kugelförmig gedachten Oberfläche des Elektrons).

1) E. Schrödinger, Ann. d. Phys. 79. S. 361. 1926.

Unter den gemachten Voraussetzungen können wir setzen:

$$\iint d\mathbf{f} \psi \frac{\partial \psi}{\partial n} = 0.$$

Hierdurch folgt wie bei Schrödinger, obgleich mittels anderer Betrachtungen:

$$(2) \quad \Delta \psi + \frac{2m}{K^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0.$$

Anstatt x und y führen wir die Koordinaten r und θ ein, wo r den Radiusvektor vom Kern und θ die Zahl der Flächeneinheiten der vom Radiusvektor nach dem Zentrum des Elektrons bestrichenen Fläche bedeutet, mit dem halben Quadratinhalt des auf der halben großen Achse und der halben kleinen Achse der Ellipse konstruierten rechteckigen Parallelogramms als Einheit. Durch zweckmäßige Transformation bilden wir die Bewegung des Mittelpunkts des Elektrons in der Keplerbahn auf einen Kreis in der Bahnebene ab, mit der großen Halbachse als Radius ($a = r_0$) und mit dem Zentrum im positiven Kern. Den beweglichen Bildpunkt denken wir uns, mit derselben Masse, derselben Ladung und derselben Energie wie das Elektron belastet, in gleichförmiger Bewegung unter der Wirkung des Kerns. Die Koordinaten des Bildpunkts nennen wir r_0 und φ . Wir setzen nun

$$\psi = \chi(r) \cdot e^{in\theta} \cdot f(z) = \chi_0(r_0) \cdot e^{in\varphi} \cdot f_0(z),$$

indem $\theta = \varphi$ ist (durch die Wahl der genannten Flächeneinheit). n ist eine ganze Zahl. r_0 , φ und z sind also Zylinderkoordinaten. Wegen der Zweckmäßigkeit schreiben wir fortan r statt r_0 . Wir finden für das Bildsystem

$$\Delta \psi = e^{in\varphi} f_0(z) \left\{ \frac{d^2 \chi_0}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\chi_0}{dr} - \frac{n^2 \chi_0}{r^2} \right\} + \chi_0 e^{in\varphi} \cdot \frac{d^2 f_0(z)}{dz^2}.$$

Unter den angegebenen Voraussetzungen können wir setzen $\frac{d^2 f_0(z)}{dz^2} = 0$. (Dies gilt exakt nur in der Ebene $z=0$). Dadurch erhalten wir

$$(3) \quad \frac{d^2 \chi_0}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\chi_0}{dr} + \left(\frac{2m}{K^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) - \frac{n^2}{r^2} \right) \chi_0 = 0.$$

Diese Differentialgleichung unterscheidet sich von der entsprechenden Differentialgleichung bei Schrödinger durch den

Koeffizienten $\frac{1}{r}$ anstatt $\frac{2}{r}$ vor $\frac{d\chi}{dr}$ und durch das Glied $-\frac{n^2}{r^2}$ anstatt $-\frac{n(n+1)}{r^2}$. Wir werden später sehen, welche Folgen diese Änderungen mit sich bringen.

Die determinierende Fundamentalgleichung für (3) ist $\varrho(\varrho-1) + \varrho - n^2 = 0$ mit den Wurzeln $\varrho_1 = n$, $\varrho_2 = -n$. Wir setzen zur Vereinfachung $\chi_0 = r^\alpha U$, α gleich n oder gleich $-n$, und erhalten dadurch

$$(4) \quad \frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{2\alpha+1}{r} \frac{dU}{dr} + \frac{2m}{K^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) U = 0.$$

Vergleichen wir diese mit der Laplaceschen Differentialgleichung

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \left(\delta_0 + \frac{\delta_1}{r} \right) \frac{dU}{dr} + \left(\varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_1}{r} \right) U = 0,$$

so haben wir

$$\delta_0 = 0, \quad \delta_1 = 2\alpha + 1, \quad \varepsilon_0 = \frac{2mE}{K^2}, \quad \varepsilon_1 = \frac{2me^2}{K^2}.$$

Wir wählen $\alpha = n$.

Die Lösung dieser Differentialgleichung findet sich durch komplexe Integration (z ist eine komplexe Veränderliche):

$$(5) \quad U = \int_L e^{zr} (z - c_1)^{\alpha_1-1} (z - c_2)^{\alpha_2-1} dz,$$

mit der gehörigen Bedingung:

$$\int_L \frac{d}{dz} [e^{zr} (z - c_1)^{\alpha_1} (z - c_2)^{\alpha_2}] dz = 0,$$

wo c_1 und c_2 die Wurzeln der Gleichung

$$z^2 + \delta_0 z + \varepsilon_0 = 0$$

sind, und wo

$$\alpha_1 = \frac{\varepsilon_1 + \delta_1 c_1}{c_1 - c_2}, \quad \alpha_2 = \frac{\varepsilon_1 + \delta_1 c_2}{c_2 - c_1}.$$

Dadurch erhalten wir:

$$c_1 = \frac{\sqrt{-2mE}}{K}, \quad c_2 = -\frac{\sqrt{-2mE}}{K};$$

$$\alpha_1 = \frac{me^2}{K\sqrt{-2mE}} + n + \frac{1}{2}, \quad \alpha_2 = -\frac{me^2}{K\sqrt{-2mE}} + n + \frac{1}{2}.$$

Diese Formeln unterscheiden sich von den Formeln, die von Hrn. Schrödinger gefunden worden sind, bloß dadurch, daß der letzte Addend hier $\frac{1}{2}$ ist, anstatt 1 bei Schrödinger. Wir setzen

$$\frac{m e^2}{K \sqrt{-2 m E}} = l$$

und haben also

$$\alpha_1 = l + n + \frac{1}{2}, \quad \alpha_2 = -l + n + \frac{1}{2}; \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots,$$

Durch passende Wahl von l können wir erreichen, dieselben Alternativen zu bekommen, wie die von Hrn. Schrödinger behandelten. Wenn wir aber l gleich einer ganzen Zahl wählen, so werden c_1 und c_2 Verzweigungspunkte einer zweiblättrigen Riemannschen Fläche. Es gibt dann besonders eine Alternative, die wir hier näher betrachten wollen, nämlich

$$l = n \leq 1,$$

$$U = \int_L e^{z r} (z - c_1)^{2n-1/2} (z - c_2)^{-1/2} dz,$$

mit

$$\int_L \frac{d}{dz} [e^{z r} (z - c_1)^{2n+1/2} (z - c_2)^{1/2}] = 0.$$

c_1 und c_2 sind dann im Integral bzw. ein Nullpunkt und ein Pol. Zwei linear unabhängige Integrale können dann gefunden werden, das eine durch den Weg von $z = -\infty$ nach c_1 mit Vermeidung des Pols c_2 , das andere durch das Residuum in diesem Pole, indem man bei der Integration zwei Umläufe um den Pol macht, wodurch man zum Ausgangspunkt zurückkehrt. Dadurch kann man die gesuchte ganze Transzendente finden.

Wir haben also in dem betrachteten Falle:

$$(6) \quad \frac{m e^2}{K \sqrt{-2 m E}} = n; \quad E = -\frac{m e^4}{2 n^2 K^2} = -\frac{2 \pi^2 m e^4}{h^2 n^2},$$

wo $h = 2 \pi K = \text{Plancks Konstante}$, und $n = 1, 2, 3 \dots$

Wir betrachten jetzt den Faktor $e^{\ln \varphi} = e^{\ln \theta}$ in ψ ; $e^{\ln \varphi}$ ist eine periodische Funktion längs der genannten Kreisbahn

mit physikalisch-minimal sich ergebenden n Nullpunkten in gleich großen Abständen voneinander und mit abwechselnd positiven und negativen Werten des reellen Teils in den Zwischenräumen der Kreisbahn. Die entsprechende Funktion $e^{in\theta}$ hat auch n Nullpunkte des reellen Teils auf der Keplerbahn; aber die Zwischenräume sind hier dadurch bestimmt, daß der Radiusvektor nach diesen Punkten die Ellipsenfläche in n gleich große Sektoren teilt, und der reelle Teil dieser Funktion hat auch abwechselnd positive und negative Werte in den Zwischenräumen der Keplerbahn. Die Zahl der Perioden, die durchlaufen werden, wenn der Bildpunkt und das Elektron einen Umlauf machen, bzw. in der Kreisbahn und in der Ellipsenbahn, ist also gleich $\frac{1}{2}n$. Da

$$E = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} \quad \text{und} \quad -E_{\text{pot}} = 2 E_{\text{kin}},$$

so ist im Kreise

$$E = -E_{\text{kin}} = -\frac{1}{2} m v^2 = -\frac{1}{2} m (2\pi N r)^2,$$

wo N die Zahl der Umläufe in der Zeiteinheit ist. Wie bekannt hat man $m r^3 4\pi^2 N^2 = e^2$, folglich $r = \left(\frac{e^2}{m 4\pi^2 N^2} \right)^{1/3}$; durch Einsetzen in den vorstehenden Ausdruck bekommen wir

$$E = -2m\pi^2 N^2 \left(\frac{e^2}{m 4\pi^2 N^2} \right)^{2/3} = -\frac{2\pi^2 m e^4}{h^2 n^2}; \quad N = \frac{4\pi^2 m e^4}{n^2 h^2}.$$

Nennen wir die Zahl der Perioden, die in der Zeiteinheit durchlaufen werden, ν , so haben wir

$$\nu = \frac{1}{2} n N = \frac{2m\pi^2 e^4}{n^2 h^2} = -\frac{E}{h};$$

$h\nu = -E$, d. h. dies ν wird gleich dem ν in der Bohrschen Frequenzbedingung, wenn das Elektron von der Ferne in die stabile Bahn „springt“, die durch n charakterisiert ist.

In der vorstehenden Darstellung liegt also ein Versuch, einen kleinen Schritt zu machen, um einen Aufschluß über die Frequenzbedingung mittels periodischer Raumfunktionen längs der Elektronenbahn zu bekommen. Der zugrunde liegende Gedanke war: Wenn das Elektron von der Ferne gegen den Kern fällt und zufälligerweise sich längs einer stabilen Bahn bewegen wird, mit einer Energiemenge belastet, die größer ist

als durch (6) angegeben, so wird die genannte periodische Funktion sich geltend machen und Verschiebungen der elektrischen Ladung des Elektrons relativ zu dessen Schwerpunkt bewirken. Dadurch entstehen Oszillationen, welche die Energie des Elektrons durch Strahlung vermindern, bis die durch (6) angegebene gesetzmäßige Bedingung erfüllt ist.

Über die Absorption und die Entstehung der Frequenzbedingung

$$h\nu = E_a - E_e$$

werde ich mir erlauben, später einen kurzen Zusatz zu geben.

Oslo, 21. Juni 1926.

(Eingegangen 28. Juni 1926)

